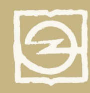


В. К. БАЗАРОВ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

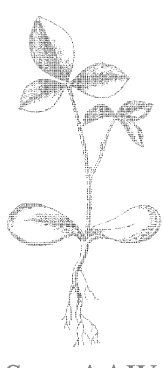


МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА

Выпуск 705

В. К. БАЗАРОВ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ





«ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1969

6П2.15
Б 17
УДК 621.378.325

Базаров В. К.

Б 17 Полупроводниковые лазеры и их применение М., «Энергия», 1969 г.

56 стр. с илл. (Массовая радиобиблиотека, вып. 705).

В брошюре в общедоступной форме изложены физические основы, принцип действия и характеристики полупроводниковых квантовых генераторов оптического диапазона. Рассмотрены особенности конструкции и перспективные направления технического использования полупроводниковых квантовых генераторов.

Книга предназначена для радиолюбителей и всех тех, кто интересуется новыми направлениями современной радиоэлектроники.

3-4-5
345-68

6П2.15

Базаров Владимир Константинович

Полупроводниковые лазеры и их применение

Редактор *Федоров Б. Ф.*
Технический редактор *Кузнецова О. Д.*
Корректор *Панина И. Д.*

Сдано в набор 23/VII 1968 г. Подписано к печати 14/V 1969 г T-04782
Формат 84×108[1]/[32] Бумага типографская № 1
Усл. печ. л. 2,94 Уч.-изд. л. 4,07
Тираж 50 000 экз Цена 18 коп. Зак 1428

Издательство „Энергия". Москва, Ж-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Шлюзовая наб., 10.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Возможность создания квантовой системы, способной отдавать свою внутреннюю энергию в виде когерентных электромагнитных волн, впервые была обоснована советским ученым В. А. Фабрикантом в 1939 г. Экспериментально такая возможность была подтверждена только в 1950—1951 гг. в работах Пэрсела и Паунда (США), Бутаевой и Фабриканта (СССР). В результате достижений советских ученых Н. Г. Басова и А. М. Прохорова (1951—1954 гг.), а также американских ученых Ч. Таунса, Дж. Гордона, Н. Цайгера и других в 1954 г. были созданы первые квантовые генераторы СВЧ диапазона. В конце 1960 и в начале 1961 гг. в США и СССР были впервые разработаны и изготовлены квантовые генераторы оптического диапазона (ОКГ) на рубине и на смеси газов гелия и неона.

Особое место среди квантовых генераторов оптического диапазона занимают полупроводниковые оптические квантовые генераторы, основоположниками теории которых были советские ученые Н. Г. Басов, Б. М. Вул и Ю. М. Попов. Начиная с 1957 г. в нашей стране и за рубежом созданы многочисленные образцы полупроводниковых ОКГ на таких материалах, как арсенид галлия, арсенид индия, сурмянистый индий, селинистый и теллуристый свинец и др.

Преимущества полупроводниковых лазеров перед оптическими квантовыми генераторами на стекле, ионных кристаллах и газах заключаются в их малых размерах, более высоком к. п. д., в возможности прямого преобразования электрической энергии в когерентное излучение, и следовательно, в простоте управления интенсивностью этого излучения.

В предлагаемой вниманию читателей брошюре рассматриваются принципы действия, особенности устройства, а также основные характеристики и направления технического использования полупроводниковых оптических квантовых генераторов. Для читателей, недостаточно знакомых с основами квантовой механики и физики твердого тела, в первой главе брошюры освещены некоторые положения квантовой теории атома и рассмотрены физические процессы в полупроводнике, имеющие непосредственное отношение к работе полупроводникового лазера.

ГЛАВА I

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

1. АТОМНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Принцип действия полупроводниковых квантовых генераторов (ПКГ) основан на квантовомеханических процессах, протекающих в объеме полупроводника, на тех явлениях, объяснение которым может быть найдено на основе принципов квантовой механики. Поэтому, прежде чем рассматривать собственно полупроводниковый квантовый генератор, остановимся на некоторых выводах из квантовой теории твердого тела, имеющих непосредственное отношение к работе полупроводникового ОКГ, а также рассмотрим некоторые физические свойства полупроводниковых веществ, от которых зависят как возможность создания ПКГ, так и его характеристики.

Согласно принципам квантовой механики любая атомная система в процессе своего внутреннего движения может находиться только в определенных состояниях, называемых квантовыми. Для характеристики данного квантового состояния в квантовой механике используется так называемая волновая функция, а последовательность различных квантовых состояний характеризуется набором волновых функций, соответствующих этим состояниям.

Математически волновая функция представляет собой уравнение, связывающее воедино параметры атомной системы с текущими координатами пространства и времени. Квадрат волновой функции при подстановке в нее значений координат произвольной точки пространства (в системе отсчета, связанной с ядром атома) определяет вероятность пребывания частицы в заданной точке пространства в рассматриваемый момент времени. Вид волновой функции зависит от природы атома. Алгебраическое выражение для нее получается достаточно сложным даже для атомов простейших веществ.

Для атомов одного вида волновые функции различных состояний отличаются одна от другой значениями некоторых чисел n, l и m, присутствующих в обобщенном выражении для волновой функции данной атомной системы. Числа эти называются соответственно главным, орбитальным и магнитным орбитальным квантовыми числами. Таким образом, состояние атомной системы однозначно определяется комбинацией определенных значений квантовых чисел n, l и m, отвечающих соотношениям:

$$l=0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ n-1; \tag{1}$$

$$m=0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots,\ \pm l, \tag{2}$$

причем число n может иметь только целые положительные значения.

Каждому состоянию атома отвечает определенная энергия, величина которой в ряде случаев может быть вычислена. Например, энергия атома водорода в различных состояниях может быть определена из уравнения

$$E_n = -\frac{e^4 m_0}{2h^2 n^2}, \tag{3}$$

где e и m_0 — заряд и масса покоя электрона;

h — постоянная Планка.

Из уравнения (3) видно, что энергия атома водорода функционально зависит только от числа n. Таким образом, число n определяет разрешенные значения энергии электрона в атоме водорода, а уравнение (3) — спектр разрешенных значений энергии, называемых квантовыми энергетическими уровнями. В технических расчетах за нулевой уровень энергии обычно принимают уровень, соответствующий $n=1$, и отсчет ведут в сторону возрастания n. В этом случае для изолированного атома водорода получается спектр разрешенных значений энергии, изображенный на рис. 1. Величина энергии обычно выражается в электронвольтах (*эв*).

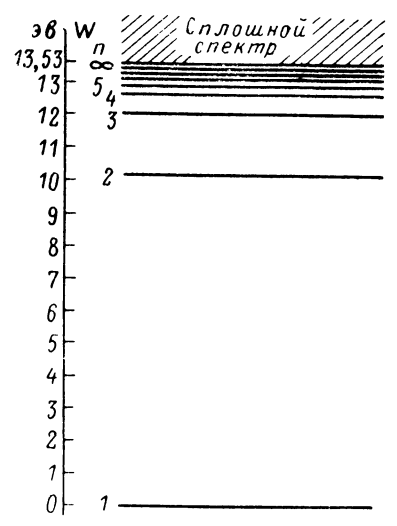


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома водорода.

Число возможных состояний атомной системы всегда больше числа энергетических уровней. Используя соотношения (1) и (2), можно показать, что в случае атома водорода каждому энергетическому уровню E_n принадлежит n^2 различных состояний системы. Поэтому при $n=2$ могут иметь место четыре различных состояния, отвечающие одному энергетическому уровню, при $n=3$ — девять и т. д. Энергия атомов, имеющих более одного электрона, зависит не только от n, но и от орбитального квантового числа l. Обобщенные выражения для энергии в этом случае довольно сложны, однако принципиальная сторона явлений остается той же самой, что и для атома водорода. Число состояний, приходящихся на один энергетический уровень, называют статистическим весом или степенью вырождения данного энергетического уровня и обозначают буквой g.

Исследования спектров излучения атомов показали, что для характеристики состояния системы должно быть введено еще одно квантовое число, а именно спиновое магнитное квантовое число m_s.

Спиновое число характеризует направление вращения электрона вокруг собственной оси относительно направления вращения его вокруг ядра и может принимать только два значения:

$$m_s = \pm 1/2. \tag{4}$$

В зависимости от знака числа m_s взаимодействие электрона с магнитным полем атома будет различным, что проявляется в небольшом раздвоении спектральных линий излучения атомов.

Согласно квантовомеханическому принципу, предложенному швейцарским физиком В. Паули, в одном и том же состоянии в данной атомной системе могут одновременно находиться 0, 1 или 2 электрона, причем в последнем случае спиновые числа этих электронов должны быть различными. Следовательно, один невырожденный энергетический уровень не может содержать больше двух электронов. Количество электронов, которые могут расположиться на g раз вырожденном энергетическом уровне, будет в g раз больше.

Принцип Паули является основополагающим для понимания существенных свойств полупроводниковых веществ. В сочетании с принципами термодинамики он предопределяет характер заполнения оболочек атома, находящегося в нормальном, т. е. невозбужденном, состоянии, и накладывает ограничения на возможность заполнения электронами так называемых возбужденных уровней атомной системы.

При отсутствии внешних воздействий любая система, в том числе и атомная, стремится прийти в состояние с наименьшей внутренней энергией. Это означает, что при построении квантовой модели нормального (невозбужденного) атома квантовые числа входящих в него электронов должны быть выбраны так, чтобы энергия всей системы была наименьшей. По мере возрастания атомного номера элемента и числа электронов происходит последовательное заполнение внутренних (начиная с $n=1$) оболочек атома. Из соотношений (1) и (2) с учетом принципа Паули непосредственно вытекает, что в оболочках, отвечающих квантовым числам $n=1, 2, 3, 4$.., имеется соответственно 2, 8, 18, 32 ... мест для электронов. Для элементов с атомным весом более 18 последовательность заполнения атомных оболочек в ряде случаев нарушается, что обусловливается игрой сил взаимодействия электронов с ядром атома и друг с другом. Строение внешних электронных оболочек атома и особенно внешнего слоя электронов, в энергетическом отношении наиболее слабо связанных с атомом, определяет характер взаимодействия атомов одного или различных элементов, структуру кристаллической решетки веществ, образованных из атомов данного вида, их электрические и химические свойства и оптические характеристики. Электроны, которыми (вследствие их относительно слабой связи с ядром) атом может обмениваться с другими атомами, и соответствующие этим электронам слои называются *валентными.*

Валентные электроны всегда располагаются в слоях, отвечающих орбитальным квантовым числам l, равным 0 и 1.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМА. ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОЙ СИСТЕМОЙ

Нормальное состояние атома, при котором все электроны «упакованы» вблизи ядра, может иметь место только при абсолютном нуле температуры. Различного рода внешние воздействия (температура, световое или рентгеновское облучение, облучение потоком частиц, столкновения с соседними атомами и ионами) приводят к тому, что часть электронов атома оказывается расположенной на более высо-

ких энергетических уровнях, чем те, которые соответствуют нормальному состоянию атома. Переход атома из состояния с меньшей энергией в состояние с более высокой энергией сопровождается (точнее, обусловливается) поглощением дискретной порции (кванта) энергии. Если возбуждение осуществляется лучистым потоком, то таким квантом — квантом лучистой энергии — является фотон, энергия которого

$$\varepsilon = \hbar\omega, \tag{5}$$

где $\omega = 2\pi\nu$, а ν — частота падающего излучения.

Поглощение квантовой системой, каковой является атом, лучистой энергии возможно в том случае, если энергия кванта падающего излучения равна разности энергий соседних состояний системы:

$$E_в - E_н = \hbar\omega, \tag{6}$$

где $E_в$ и $E_н$ — соответственно энергии (в положительных числах) возбужденного и начального состояний. Разности энергий состояний однозначно соответствует частота перехода из одного состояния в другое («частота кванта»):

$$\nu_н = (E_в - E_н)/2\pi\hbar. \tag{7}$$

Вероятность поглощения лучистой энергии, «частота кванта» которой равна $\nu_н$, пропорциональна концентрации электронов на нижних (невозбужденных) уровнях энергии, т. е. числу возможных переходов с этих уровней на более высокие. Число возможных переходов с каждого из нижних уровней определяется степенью вырождения этих уровней и равно g.

Может показаться, что спектр поглощения отдельного атома должен состоять из бесконечно тонких, монохроматических, линий. На самом же деле линии поглощения имеют некоторую конечную ширину. Естественная ширина линии поглощения невелика и имеет величину порядка 1 *гц*. Однако тепловое движение и особенно соударения атомов увеличивают ширину линии иногда до 10 *Мгц* и более.

Возбужденный электрон спустя некоторое время Δt, различное для различных атомов и для различных состояний, возвращается в первоначальное состояние, испуская при этом квант энергии излучения, частоту которого можно определить по формуле (7). Такого рода излучение энергии называется спонтанным, так как оно происходит независимо от воздействия внешних факторов и в произвольные (относительно внеатомной системы отсчета) моменты времени, отражая собой стремление системы занять состояние с наименьшей внутренней энергией. Именно процесс спонтанных переходов на нижние энергетические уровни обусловливает, например, свечение нагретых тел. Вероятность спонтанного перехода обратно пропорциональна времени жизни атома в возбужденном состоянии Δt.

Внешнее по отношению к атому излучение оказывает на него двоякое воздействие. Во-первых, оно может поглощаться. Если же атом находится в возбужденном состоянии, то внешнее излучение может способствовать переходам атома в нижнее состояние, увеличивая вероятность такого перехода на некоторую величину. Эта добавочная вероятность называется вероятностью индуцированного (или вынужденного) излучения.

В обычных условиях спонтанное излучение преобладает над индуцированным и в тем большей степени, чем выше его частота. Спонтанное излучение лишено монохроматичности. Оно занимает ши-

рокий спектральный интервал, поскольку порождается множеством электронов, находящихся на самых различных энергетических уровнях. Спектр излучения изолированных атомов получается линейчатым. Однако спектр излучения твердого тела или газа при обычном давлении оказывается сплошным.

Спонтанное излучение изотропно (равновероятно по всем направлениям). Отдельные акты излучения происходят разновременно, поэтому такое излучение не обладает ни пространственной, ни временной когерентностью, что не позволяет получить высокую концентрацию излучения в нужном направлении.

В квантовых электронных устройствах спонтанное излучение является вредным, будучи источником шумов квантовых генераторов и усилителей.

Однако иногда удается создать такие условия, когда спонтанное излучение будет в значительной степени подавленным. Для этого мы должны увеличить вероятность индуцированного излучения на частоте какого-либо одного квантового перехода. Увеличение наведенной (вынужденной) составляющей излучения приводит к обеднению возбужденных уровней, вследствие чего спонтанная эмиссия уменьшается. Условия для преимущественной генерации вынужденного излучения создаются в оптических квантовых генераторах.

3. ПРОВОДИМОСТЬ ВЕЩЕСТВА. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Рассмотрим теперь совокупность N атомов, объединенных в кристаллическую решетку. Если бы расстояния между атомами были большими, разрешенные (квантовые) уровни энергии кристаллической структуры совпадали бы с атомными уровнями. Однако при реальных межатомных расстояниях, присущих кристаллу, вследствие сильного взаимодействия между атомами каждый атомный энергетический уровень расщепляется на N различных уровней.

Таким образом, вместо каждого квантового уровня энергии изолированного атома образуется зона разрешенных значений энергии (рис. 2), состоящая из N плотно размещенных уровней. Уровни в зоне располагаются весьма густо, с интервалами порядка 10^{-22} *эв*. Учитывая также уширение уровней за счет тепловых колебаний решетки, можно считать, что в энергетическом отношении зона является непрерывной. Тем не менее конечность общего числа уровней в зоне определяет характер заполнения этой зоны электронами, и при анализе распределения электронов дискретный характер зон необходимо учитывать.

Наиболее сильно взаимодействие атомов сказывается на их внешних оболочках. В этом случае расщепление энергетических уровней приводит иногда даже к перекрытию соседних зон (такое явление типично для двухвалентных металлов). Наоборот, расщепление глубоких энергетических уровней получается незначительным.

Следуя принципу Паули, можно утверждать, что зона, содержащая N уровней, может вместить не более $2Ng$ электронов. Поэтому зоны, соответствующие заполненным уровням в изолированном атоме, в кристалле также оказываются заполненными. Если же на атомном уровне находился только один электрон (например, валентный электрон натрия), то соответствующая этому уровню зона оказывается заполненной наполовину. Зоны, соответствующие возбужденным

состояниям атома, в невозбужденном кристалле останутся совершенно свободными от электронов. Взаимное расположение зон и степень их заполнения электронами определяют характер проводимости вещества.

Для того чтобы электрон мог участвовать в проводимости, он должен иметь возможность приобрести некоторую составляющую скорости в направлении внешнего электрического поля, что означает увеличение кинетической энергии электрона. На языке квантовой механики это означает, что под действием внешнего электрического поля электрон, участвующий в процессе проводимости, должен переходить на более высокий энергетический уровень. Таким образом,

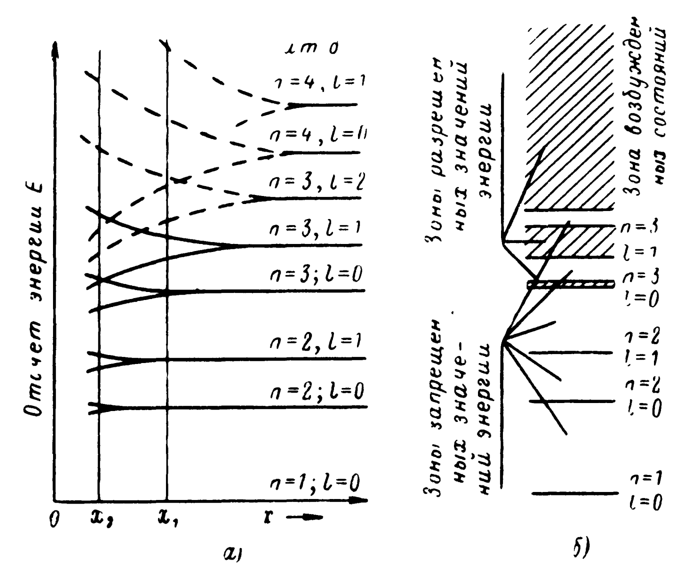


Рис. 2. Расщепление атомных уровней в кристалле в зависимости от межатомного расстояния x.

а — при уменьшении расстояния между атомами атомные уровни расщепляются с образованием зон (x_1); при дальнейшем сближении атомов может происходить взаимное перекрытие зон (x_2); *б* — зонная структура кристалла, соответствующая межатомным расстояниям в кристалле $x=x_1$ Пунктиром условно показаны уровни, соответствующие возбужденным состояниям атома.

электроны, занимающие определенную группу энергетических уровней, могут участвовать в проводимости в том случае, если вблизи этой группы занятых уровней находится группа пустых энергетических уровней, на которые электроны могут перейти под действием ускоряющего поля.

Согласно современным представлениям проводимость одновалентных металлов, например, обусловлена неполным заполнением валентной зоны, т. е. зоны, образованной расщеплением энергетических уровней валентных электронов в невозбужденном атоме (напри-

мер, зона, соответствующая $n=3$, $l=1$ на рис. 2). Проводимость же двухвалентных металлов, валентная зона которых полностью заполнена *, объясняется взаимным перекрытием этой зоны и зоны, соответствующей возбужденным состояниям атома (зоны, соответствующие $n=3$, $l=1$ и $n=3$, $l=2$ на рис. 2,*а* при межатомном расстоянии $x=x_2$).

В отличие от металлов изолятор характеризуется тем, что наивысшая содержащая электроны (валентная) зона полностью заполнена и отделена от следующей (пустой) зоны — зоны возбужденных состояний — широким энергетическим зазором, называемым зоной запрещенных состояний, или просто запрещенной зоной. Ширина запрещенной зоны у чистых веществ колеблется от долей электрон-вольта до 10—15 *эв*. Если ширина запрещенной зоны невелика (не более 2—3 *эв*), то под действием теплового или светового возбуждения электроны заполненной зоны могут перебрасываться в пустую зону, где они уже могут участвовать в проводимости. Такие вещества называются полупроводниками. Таким образом, ширина запрещенной зоны представляет собой условный предел разделения веществ на полупроводники и изоляторы.

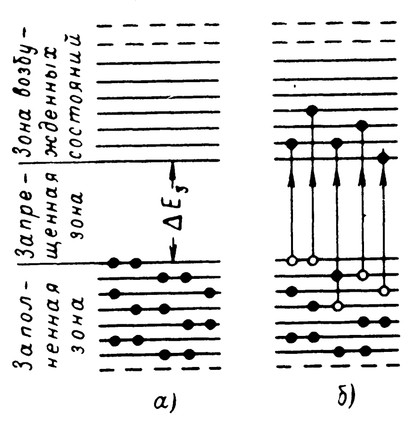


Рис. 3. Зонная структура собственного полупроводника.

а — невозбужденное состояние; *б* — частично возбужденное состояние.

Зонную структуру собственного, т. е. не содержащего примесей, полупроводника можно изобразить, как показано на рис. 3,*а*. Переход электрона из заполненной (валентной) зоны в зону возбужденных состояний соответствует появлению в первой зоне эквивалента положительного заряда — дырки (рис. 3,*б*). Для возникновения излучения необходим обратный переход электрона на невозбужденный уровень, т. е. его рекомбинация с дыркой. Вероятность такого перехода пропорциональна произведению концентраций электронов в возбужденной зоне и дырок в зоне валентной.

При температуре, отличной от абсолютного нуля, распределение электронов в зонах подчиняется закону термодинамического равновесия, математическим выражением которого является так называемая функция распределения Ферми:

$$P_э = (e^{E-\mu/kT} + 1)^{-1}, \qquad (8)$$

где $P_э$ — вероятность заполнения электронами уровня с энергией E;
k — постоянная Больцмана;
T — абсолютная температура.

* Валентная зона в кристалле всегда заполнена, если на атом вещества в среднем приходится четное число валентных электронов, и наоборот: валентная зона заполнена частично, если число этих электронов — нечетное.

Величина μ есть некоторое значение энергии, называемое уровнем Ферми. Уровень Ферми можно определить как такой, часто условный (фиктивный) уровень энергии, вероятность заполнения которого электронами равна $1/2$. В собственном полупроводнике уровень Ферми иногда проходит в точности посредине запрещенной зоны (рис. 4,*а*), однако в примесном полупроводнике он обычно смещен в сторону зоны, имеющей повышенную концентрацию носителей.

Анализ выражения (8) позволяет установить, что при обычных значениях температуры на нижних уровнях энергии всегда находится больше электронов, чем на верхних уровнях. Если энергетический уровень расположен значительно ниже уровня Ферми ($E—\mu \ll 0$), то

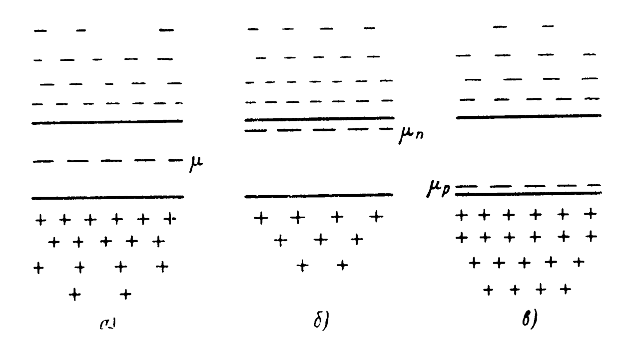


Рис. 4. Положение уровня Ферми в собственном (*а*) и примесных полупроводниках. *n*-типа (*б*) и *р*-типа (*в*).

он почти наверняка занят электроном. Лишь при очень высоких температурах вероятность пребывания электрона на любом уровне одинакова и равна $1/2$. Это означает, что при очень высокой температуре электроны распределены по всем уровням равномерно.

Вероятность заполнения уровня дыркой $P_д = 1—P_э$, поэтому

$$P_д = (e^{\mu - E/kT} + 1)^{-1}, \qquad (9)$$

т. е. распределение дырок выражается тем же законом, что и распределение электронов, только направление отсчета энергии нужно изменить на противоположное.

Распределение электронов и дырок по энергетическим уровням, описываемое уравнениями (8) и (9), называется равновесным.

4. ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ и *р-n*-ПЕРЕХОД

Для изготовления полупроводниковых лазеров применяются элементы II, III, V и VI групп периодической системы элементов Д. И. Менделеева, такие, как галлий, сурьма, мышьяк, индий, свинец, теллур, сера, свинец и др. Отдельно взятые, эти вещества не являются полупроводниками (за исключением серы, селена и теллура). Однако определенные соединения этих веществ приобретают свой-

ства полупроводников и могут быть использованы для создания полупроводниковых лазеров.

Устойчивость кристаллической решетки полупроводника связана с образованием замкнутых восьмиэлектронных оболочек атомов, примерами которых являются внешние электронные оболочки инертных газов неона, аргона и др. Восьмиэлектронной оболочке соответствует минимум энергии, что обусловливает ее большую устойчивость. Поэтому при скоплении атомов у них наблюдается тенденция к образованию замкнутых восьмиэлектронных оболочек (рис. 5). В кристаллической решетке типа алмаза, которая характерна для кремния, германия, а также для соединений элементов III и V или II и VI групп, атомы размещаются в центре и по углам правильного тетраэдра, так что каждый атом всегда имеет четырех соседей (рис. 6).

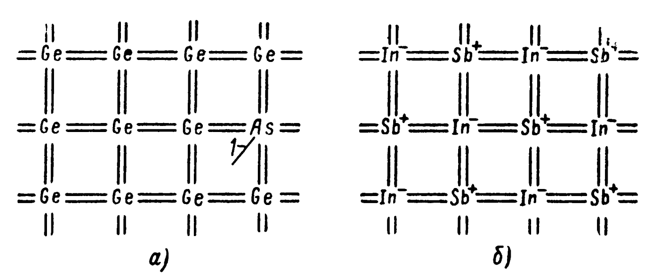
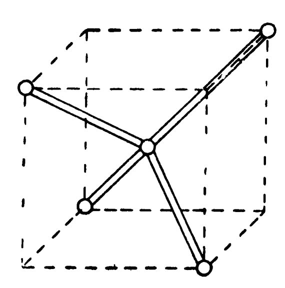


Рис. 5. Схема связей атомов в кристаллической решетке германия (*а*) и антимонида индия (*б*).

Тетраэдрическая структура соответствует полностью заполненной валентной зоне, что придает соединениям элементов III и V либо II и VI групп периодической системы элементов свойства полупроводников. Однако в собственном полупроводнике абсолютная величина концентрации электронов в зоне возбужденных состояний (так же, как и дырок в валентной зоне) очень мала. Поэтому от таких полупроводников не приходится ожидать интенсивной рекомбинации и, следовательно, излучения на междузонных переходах. Однако путем добавления в кристаллическую решетку собственного полупроводника определенных примесей можно значительно увеличить концентрацию электронов и дырок соответственно в возбужденной и валентной зонах.


Рис. 6. Пространственная схема элементарной ячейки кристалла тетраэдрического типа.

Если часть четырехвалентных атомов германия (рис. 5,*а*) заменить пятивалентными (сурьма, мышьяк), то получится структура, в которой четыре из пяти электронов образуют прочную связь, а пятый электрон в схеме электронных связей окажется лишним и слабо связанным с примесным атомом. Энергия разрушения связи валентного электрона (равная ширине запре-

щенной зоны) составляет для разных полупроводников от 0,3 до 1,5 *эв*. Разрушить же связь «лишнего» электрона и дать ему возможность перемещаться в кристалле значительно легче. В случае атома мышьяка для этого надо затратить всего 0,05 *эв*. Поэтому при комнатной температуре каждый атом мышьяка дает дополнительный электрон проводимости, но валентная зона в этом случае не является источником электронов. Следовательно, дырки в этой зоне в этом случае не возникают, а положительный ион мышьяка As^{+1} жестко связан с решеткой кристалла и в проводимости участвовать не может. В зонном представлении (рис. 7,*а*) это означает, что несколько ниже дна зоны проводимости возникает дополнительный примесный (донорный) уровень, который занят электронами только при очень

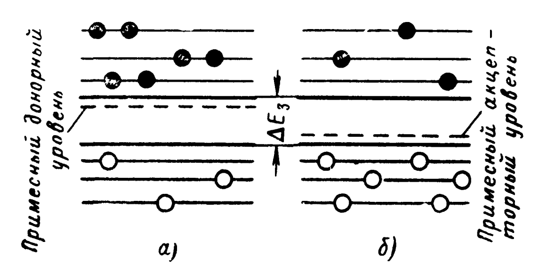


Рис. 7 Зонная структура примесного полупроводника.
а — *n*-типа; *б* — *р*-типа.

низких температурах. При комнатной же температуре все электроны этого уровня оказываются в зоне проводимости, что резко увеличивает концентрацию электронов в этой зоне. По характеру проводимости, обусловленной в основном электронами, полупроводники такого рода называются примесными полупроводниками *n*-типа. Все же излучательная рекомбинация в таком полупроводнике практически не может иметь места, поскольку концентрация дырок в валентной зоне остается малой.

Концентрация дырок в валентной зоне может быть резко увеличена путем добавления в полупроводник акцепторов — трехвалентных атомов алюминия, индия или галлия. При этом в схеме связей вместо избыточного электрона образуется перемещающаяся дырка, при низких температурах связанная с атомом примеси, а при более высоких температурах — с основными атомами, что означает появление дырок в валентной зоне (рис. 7,*б*). В этом случае дополнительные электроны проводимости также не возникают, и количество дырок преобладает над числом электронов. Полупроводники такого рода называются полупроводниками *р*-типа проводимости.

В соединениях элементов проводимость может быть изменена как внесением примесей, так и путем изменения нормального (стехиометрического) соотношения атомов в соединении. На характер проводимости влияют также случайные примеси, дефекты кристаллической решетки, а также граничные свойства зерен монокристаллов полупроводников поликристаллической структуры. В отличие от собственного полупроводника в полупроводнике с проводимостью *n*-типа уровень Ферми смещен в сторону зоны возбужденных состояний

(рис. 4,*б*). В полупроводнике с проводимостью *p*-типа уровень Ферми расположен тем ближе к валентной зоне, чем больше концентрация акцепторов (рис 4,*в*).

Можно изготовить кристалл полупроводника таким образом, что определенная область его будет обладать проводимостью *n*-типа, в то время как соседняя с ней область будет полупроводником *p*-типа проводимости. В этих условиях на границе двух полупроводников, называемой *p-n*-переходом, возникает большой градиент концентрации как электронов, так и дырок. Вследствие этого электроны, находящиеся в зоне возбужденных состояний *n*-области, начнут переходить из этой области на более низкие, «заполненные» дырками уровни в *p*-области (такое движение электронов можно представить

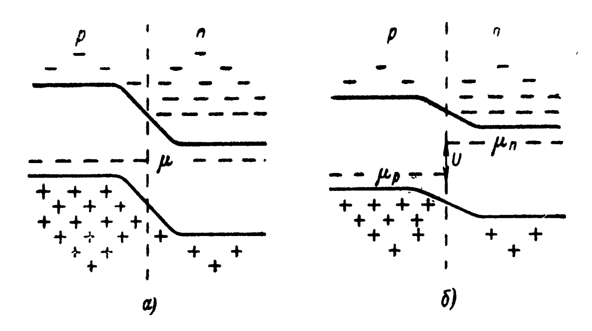


Рис. 8. Диаграмма энергетических уровней *p-n*-перехода.

так же, как движение дырок из *p*-области в *n*-область). По мере диффузии электронов в *p*-область в этой области поблизости от *p-n*-перехода образуется отрицательный объемный заряд. Аналогичный положительный объемный заряд образуется в *n*-области. Образование объемных зарядов приводит к возникновению в области *p-n*-перехода так называемого потенциального барьера, препятствующего дальнейшей диффузии носителей. Несмотря на наличие объемных зарядов, в целом полупроводник остается нейтральным и находится в состоянии электрического равновесия.

Обязательным условием такого равновесия является равенство уровней Ферми для обеих областей полупроводника. Это означает, что наличие в *p*-области отрицательного объемного заряда приводит к повышению энергии электронных состояний этой области на величину $\mu_p - \mu_n$, так что энергетические зоны в кристалле приобретают форму, показанную на рис. 8,*а*. Если к области отрицательного объемного заряда (*p*-области) приложить положительный потенциал, величина потенциального барьера понизится на величину приложенного напряжения (рис. 8,*б*) и может стать равной нулю при $U \approx \mu_p - \mu_n$. В этом случае создаются условия для свободного перемещения электронов проводимости из *n*-области в *p*-область, где они могут рекомбинировать с дырками, испуская при этом электромагнитное излучение. При обратной полярности приложенного напряжения высота потенциального барьера повышается, и *p-n*-переход продолжает оставаться закрытым.

Рассмотренное явление играет большую роль в работе так называемого инжекционного полупроводникового лазера, т. е. лазера на *p-n*-переходе с электрической накачкой.

ГЛАВА II

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР

1. МЕХАНИЗМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

В обычном состоянии в полупроводнике имеет место так называемое равновесное распределение носителей (электронов и дырок) по энергетическим уровням, подчиняющееся закону, выражаемому соответствующими функциями Ферми. В этих условиях количество электронов на нижних энергетических уровнях всегда превышает количество электронов, находящихся на верхних (возбужденных) уровнях энергии. Между этими уровнями (при не слишком низкой температуре кристалла) происходит непрерывный обмен электронами, при этом переход с нижнего на верхний уровень сопровождается поглощением энергии, а переход с верхнего уровня на нижний — излучением энергии *. Поскольку нижние уровни энергии заселены электронами более густо, в такой системе вероятность поглощения падающей извне энергии больше, чем вероятность излучения энергии при обратном переходе электрона на более низкий уровень. Отсюда следует, что квантовая система, находящаяся в состоянии теплового равновесия, не может усиливать падающее на нее излучение.

Как для отдельных атомов и молекул, так и в случае твердого тела возбуждение квантовой системы может осуществляться за счет нагрева (т. е. передачи электронам энергии тепловых колебаний кристаллической решетки), при облучении потоком «элементарных» частиц, при световом, ультрафиолетовом или рентгеновском облучении и т д Нагревание кристалла увеличивает число электронов, одновременно находящихся на верхних уровнях, что приводит к усилению интенсивности спонтанного излучения на переходах «сверху вниз» и вызывает видимое свечение образца при достаточно высокой температуре нагретого материала. В отличие от теплового возбуждения воздействие электромагнитного излучения на квантовую систему не приводит к изменению теплового состояния кристалла. Вызываемое этим облучением «холодное» свечение образца получило название фотолюминесценции. Как было показано еще Стоксом, средняя частота люминесцентного излучения всегда несколько ниже средней частоты возбуждающего ее излучения, что связано с потерями энергии при обратных переходах в кристалле.

Для того чтобы заставить полупроводник усиливать электромагнитное излучение, нужно нарушить равновесное распределение электронов по уровням и искусственно создать такое распределение, когда число электронов на верхних уровнях больше, чем на нижних.

---

* Могут иметь место так называемые безызлучательные переходы, при которых энергия возбужденных электронов передается кристаллической решетке полупроводника без излучения квантов света (так называемое рассеяние на фононах). Рассмотрение этих процессов выходит за рамки настоящей брошюры.

Такое положение, т. е. инверсная заселенность уровней, может быть описано тем же законом, что и равновесное распределение, если в выражении (8) или (9) перед T поставить знак минус. Поэтому состояние с инверсной заселенностью получило название состояния с «отрицательной» температурой. Состояние с «отрицательной» температурой достигается обычно не во всем спектре состояний, а лишь в зонах, примыкающих к энергетическому зазору в полупроводнике (о способах создания этого состояния — накачке — будет сказано ниже). Это состояние характеризуется тем, что наиболее плотно заселенными электронами оказываются уровни, лежащие вблизи «дна» зоны проводимости, причем плотность электронов на более высоких уровнях убывает по экспоненциальному закону (8), т. е. соответствует положительной температуре. Аналогично наибольшая плотность дырок получается вблизи верхнего края валентной зоны и убывает на более низких уровнях. Хотя в состоянии с «отрицательной» температурой равновесие между электронами и дырками оказывается нарушенным, отдельно взятые распределения электронов и дырок все же находятся в состоянии теплового равновесия с кристаллической решеткой полупроводника, имеющей положительную температуру. Это позволяет каждому из этих распределений приписать свой уровень (квазиуровень) Ферми, величина которого определяется концентрациями электронов и дырок.

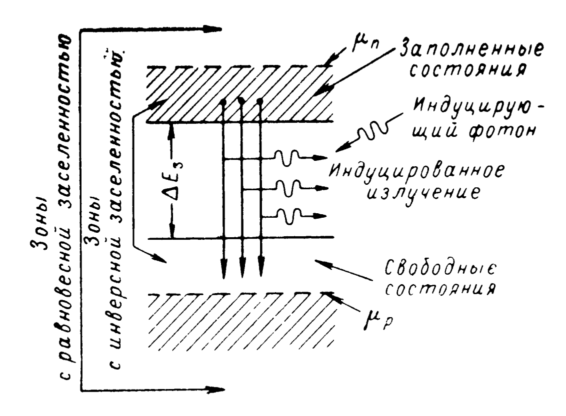


Рис. 9. Возникновение индуцированного излучения.

Чтобы полупроводник мог усиливать падающее на него излучение на междузонных переходах, необходимо заполнить электронами (в зоне проводимости) и дырками (в валентной зоне) бо́льшую часть уровней вблизи краев этих зон (в полосе порядка kT). Такое положение имеет место для уровней, расположенных между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок на рис. 9 (это условие легче выполняется при низких температурах, так как при этом сужается полоса kT). Следовательно, условия для возникновения лазерного излучения создаются в том случае, если расстояния между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок больше энергии испускаемого кванта. В этих условиях падающий квант света с энергией

$\hbar\omega<\mu_n-\mu_p$ может индуцировать испускание такого же кванта, переводя электрон из зоны проводимости в валентную зону С другой стороны, вероятность поглощения такого кванта мала, поскольку в рассмотренной ситуации нижнее состояние уже свободно, а верхнее заполнено.

Для квантов с энергией, превышающей расстояние между квазиуровнями Ферми, наоборот, возможно поглощение кванта и невозможен процесс индуцированного испускания, поскольку распределения электронов в зоне выше μ_n и дырок в зоне ниже μ_p отвечают «положительной» температуре и являются равновесными. Вероятность индуцированного испускания увеличивается пропорционально плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости для квантов, энергия которых лежит в интервале между шириной запрещенной зоны и расстоянием между квазиуровнями Ферми и обращается в нуль при более высоких энергиях квантов. Поэтому «отрицательное поглощение» в среде существует только для областей валентной зоны и зоны проводимости, непосредственно прилегающих к краям запрещенной зоны. Для заполнения зоны проводимости в полосе kT при 77° К (температура жидкого азота) нужно иметь концентрацию электронов порядка 10^{17}—10^{18} $1/см^3$.

Заметим, что нарушить нормальное распределение внутри валентной зоны или зоны проводимости трудно из-за сильного взаимодействия между электронами и решеткой полупроводника. Нарушенное равновесие восстанавливается очень быстро, за 10^{-10}—10^{-12} *сек*. За это время практически невозможно создать достаточную концентрацию избыточных возбужденных электронов Значительно проще нарушить равновесие между зонами: нарушенное равновесие в этом случае в зависимости от природы полупроводника сохраняется в течение 10^{-3}—10^{-9} *сек*

При низких температурах и высоких плотностях электронов энергия кванта, т е частота излучения, будет определяться шириной запрещенной зоны. На внутризонных переходах, а также в тех частях кристалла полупроводника, где нет инверсной заселенности, будет иметь место поглощение излучения Излучательные переходы в собственном полупроводнике, поскольку в нем отсутствуют донорные или акцепторные уровни, естественно, возможны только непосредственно между зонами На практике для изготовления лазерного кристалла чаще применяют материал *p*-типа, акцепторные примеси которого компенсированы введением равного им количества атомов донорной примеси Нормальное состояние такого полупроводника характеризуется равным количеством электронов и дырок (соответственно в возбужденной и валентной зонах), однако внутри его запрещенной зоны одновременно располагаются акцепторный и донорный уровни. Если концентрация примесей достаточно высока (донорный и акцепторный уровни заселены достаточно густо), то возможны следующие пути излучательной рекомбинации электронов с дырками валентной зоны (рис 10)·

прямая излучательная рекомбинация из зоны проводимости в валентную зону — *1*;

рекомбинация через донорный уровень Электрон сначала захватывается одним из компенсаторных донорных уровней, а затем совершает излучательный переход в валентную зону — *2*;

рекомбинация через акцепторный уровень Электрон совершает излучательный переход на акцепторный уровень, а затем (уже без излучения) рекомбинирует с дыркой в валентной зоне — *3*;

рекомбинация через оба примесных уровня, причем излучательным является переход с донорного уровня на акцепторный — *4*. В отличие от твердотельных и газовых ОКГ в полупроводниковых лазерах, которые создаются на основе сильнолегированных полупроводников, разрешенные энергетические состояния электронов расширяются в зоны, занимающие значительные энергетические интервалы. При умеренных концентрациях донорных и акцепторных примесей примесные зоны располагаются вблизи краев зоны проводимости и валентной зоны или перекрываются с ними. Однако при более высоких концентрациях, которые обычно используются в инжекционных лазерах (см. ниже), большинство данных указывает на то, что примесные зоны сливаются с собственными зонами полупроводника настолько, что их уже невозможно различить, и излучательные переходы происходят между состояниями, очень похожими на состояния валентной зоны и зоны проводимости чистого полупроводника.

Рис. 10. Механизм излучательной рекомбинации в полупроводниковом лазере.

В настоящее время принято считать, что у большинства инжекционных лазеров из арсенида галлия (GaAs) и антимонида индия (InSb) излучение возникает при переходе электрона из зоны проводимости на акцепторный уровень (уровень цинка). У лазеров из арсенида галлия с междузонными переходами энергия кванта стимулированного излучения при 77° К составляет 1,505 *эв* (длина волны 0,827 *мкм*). Энергия фотона такого лазера, работающего на переходе «зона — акцептор», на 0,020 *эв* меньше (длина волны — 0,839 *мкм*). Такое же соотношение обнаружено и для лазеров из антимонида индия. Тип механизма излучательной рекомбинации определяется различными факторами. Например, механизм излучательной рекомбинации инжекционного лазера и, следовательно, длину волны излучения можно менять, изменяя величину тока, протекающего через диод, температуру кристалла или внешнее давление

2. СПОСОБЫ СОЗДАНИЯ ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Процесс создания условий, когда среда может усиливать электромагнитное излучение определенной длины волны, получил название накачки. Известны четыре способа накачки (возбуждения) полупроводниковых лазеров:

1) инжекция электронов и дырок через *p-n*-переход в двухслойном (*p*- и *n*-области) кристалле полупроводника;
2) оптическая накачка;
3) накачка электронным пучком;
4) ударная ионизация.

Первый способ наиболее широко распространен, и с его помощью до сего времени были получены наилучшие результаты. Поэтому мы рассмотрим его более подробно.

В любом полупроводнике энергетические уровни могут заполняться электронами за счет введения донорных или акцепторных примесей, при этом концентрация атомов примесей должна быть достаточно высока — 10^{17}—10^{18} $1/см^3$. Однако введение примесей не приводит к созданию инверсной заселенности ни между зонами, ни внутри них. Избыточные носители (электроны) в зоне проводимости находятся в тепловом равновесии с дырками донорных уровней. Аналогично избыточные дырки в валентной зоне уравновешиваются электронами, находящимися на акцепторных уровнях. Особое положение имеет место в случае использования полупроводника с *p-n*-переходом. В кристалле такого полупроводника *n*-область имеет избыток электронов, а *p*-область — избыток дырок. Но эти области разделены *p-n*-переходом, потенциальный барьер которого не позволяет электронам и дыркам встретиться и рекомбинировать друг с другом. Равновесное состояние такого полупроводника было показано на рис. 8,*а*. При высоких концентрациях примесей, которые создаются в полупроводнике, предназначенном для работы в качестве лазерного излучателя, создается такое положение, когда уровень Ферми, единый для всей области перехода, оказывается расположенным внутри зоны проводимости в *n*-области и внутри валентной зоны в *p*-области (рис. 11,*а*). Равновесие нарушается при приложении к переходу напряжения в прямом направлении: высота потенциального барьера понижается, *p-n*-переход исчезает, и в узкой области *p-n*-перехода шириной в несколько микрон возникает область с инвертированной заселенностью (рис. 11,*б*). Вследствие исчезновения потенциального барьера электроны и дырки вливаются в смежные *p*- и *n*-области, где и рекомбинируют друг с другом, испуская квант электромагнитного излучения. В области, где имеется инверсия заселенности (т. е. в области *p-n*-перехода), излучение квантов преобладает над их поглощением, поэтому область инверсии представляет для электромагнитной волны область с отрицательным сопротивлением, наличие которого, как известно, является условием усиления электромагнитных колебаний. Рекомбинация неравновесных носителей приводит к обеднению соответствующих зон. Процесс этот протекает весьма быстро, за время порядка 10^{-11}—10^{-12} *сек*. Поэтому для поддержания инверсной заселенности необходимо непрерывно компенсировать убывание неравновесных носителей путем введения (инжекции) электронов в *n*-область полупроводника (этот процесс можно также рассматривать как инжекцию дырок в *p*-область). Такое перемещение носителей осуществляется за счет внешнего источника тока, называемого источником накачки. Длительность токового импульса накачки определяет длительность свечения *p-n*-перехода.

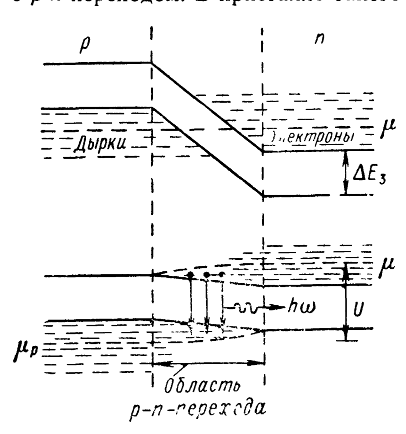


Рис. 11. Механизм излучения инжекционного лазера на *p-n*-переходе.

Рассмотренный нами механизм излучения относится к междузонным переходам, но аналогичный характер взаимодействия имеет место и при переходах зона — акцептор, донор — зона или донор — акцептор.

Для создания режима генерации, помимо получения отрицательного сопротивления, необходимо ввести положительную обратную связь. Эта связь в оптическом квантовом генераторе достигается размещением активной среды внутри резонатора, простейшим типом которого является резонатор с плоскопараллельными зеркалами, т. е. резонатор типа Фабри—Перо. Отражаясь от зеркал, кванты излучения будут многократно проходить через усиливающую среду, и если до того, как квант успеет выйти за пределы резонатора или будет поглощен, он успеет индуцировать излучение более одного кванта той же частоты, рассматриваемая система (среда с «отрицательной» температурой плюс резонатор) будет работать как лазер.

Для того чтобы излучение не затухало, должно выполняться условие

$$\sqrt{R_1R_2}\, e^{(\beta-\alpha)\, l} = 1, \qquad (10)$$

где R_1 и R_2 — коэффициенты отражения от зеркал резонатора; β и α — соответственно коэффициенты усиления и поглощения на единицу длины пути в активном веществе при уровне накачки, соответствующем порогу генерации; l — расстояние между отражающими плоскостями.

Коэффициент α учитывает также потери энергии за счет излучения в смежные области полупроводника, находящиеся в обычном (поглощающем) состоянии.

Обычно в полупроводниковом ОКГ резонатором служит сам образец, так как полупроводниковые кристаллы имеют большую (до 13) диэлектрическую постоянную и полированная граница раздела воздух — диэлектрик способна отражать около 30% излучения. При высоком (порядка 2 000 1/*см*) коэффициенте усиления активной зоны полупроводникового ОКГ этого вполне достаточно для создания сильной обратной связи. Кроме того, высокий коэффициент усиления активной среды позволяет использовать для изготовления лазера полупроводниковые кристаллы весьма малых размеров (доли миллиметра), что значительно облегчает задачу получения чистых и однородных по всему объему кристаллов, а также снижает инерционность ОКГ до величин порядка 10^{-12}—10^{-18} *сек*.

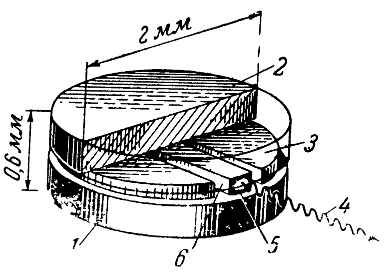


Рис. 12 Конструкция полупроводникового лазерного излучателя.

Впервые полупроводниковые лазеры были созданы на *p-n*-переходе в арсениде галлия. Конструкция излучателя одного из таких лазеров показана на рис. 12. Кристалл арсенида галлия 6 с *p-n*-переходом помещается (зажимается или впаивается) между двумя массивными металлическими дисками *1* и *2*, изготавливаемыми из молибдена или меди и служащими для отвода тепла и одновременно для подведения к кристаллу электрического тока от источника на-

качки. Между дисками устанавливается изолирующая прокладка *3* из арсенида галлия. Прилегающие к кристаллу поверхности дисков тщательно отполированы для улучшения теплового и электрического контактов с кристаллом. Контактирующие поверхности самого кристалла покрываются для уменьшения контактного сопротивления специальным сплавом на основе индия. Излучение *4* наблюдается в плоскости *p-n*-перехода (рис. 13) со стороны взаимно параллельных торцов кристалла, один из которых *5* показан на рис *12*. Торцы кристалла тщательно отполированы и представляют собой поверхности резонатора Фабри—Перо Чаще всего их получают путем простого скола кристалла вдоль кристаллографической плоскости, что обеспечивает получение идеально ровных и одновременно параллельных поверхностей. Иногда для увеличения коэффициента отражения на поверхности скола дополнительно напыляют серебряное покрытие.

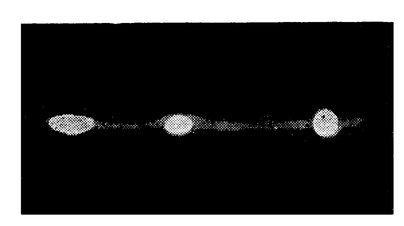


Рис. 13. Вид излучающей поверхности лазерного диода.

Наоборот, другие четыре плоскости кристалла делают шероховатыми для того, чтобы исключить возникновение паразитных колебаний в нерабочих направлениях и уменьшить потери в областях кристалла, поглощающих излучение.

Лазер, показанный на рис. 12, позволил получить когерентное инфракрасное излучение мощностью до 6 *вт* при работе в непрерывном режиме при температуре кристалла от 4 до 20° К. Его к. п д в этом режиме достигает 50%. При комнатной температуре лазер работал в импульсном режиме излучения (в импульсе) 20 *вт* при длительности импульса 50 *нсек* (0,05 *мксек*), длина волны излучения (в зависимости от температуры кристалла и тока накачки) — 0,84—0,90 *мкм** Излучение лазера может быть промодулировано частотами до 4 *Ггц*.

Механизм возникновения излучения одинаков как для когерентного, так и для некогерентного излучения. Однако когерентное излучение есть результат стимулированного (иначе, вынужденного, индуцированного) испускания фотонов возбужденными носителями при их взаимодействии с уже имеющимися фотонами той же частоты **. В результате такого взаимодействия все фотоны испускаются в фазе, а излучение получается монохроматичным (в пределах ширины энергетического спектра рекомбинирующих электронов и дырок).

Условия для сильного взаимодействия испускаемых фотонов с возбужденными электронами создаются только при достаточно большом числе электронов, способных к рекомбинации. Применительно к полупроводниковому лазеру это означает, что для его работы в когерентном режиме должен быть обеспечен достаточно высокий уровень накачки. Уровень накачки, при котором происходит резкое сужение ширины спектра излучения и излучение становится коге-

* Последняя величина относится к комнатной температуре.

** Некогерентное излучение возникает в результате спонтанного (самопроизвольного) испускания фотонов возбужденными электронами, т. е испускания, не зависящего от каких-либо внешних (по отношению к рассматриваемой квантовой системе) воздействий

рентным, называется пороговым уровнем, а соответствующий ему уровень излучения — порогом генерации. На рис. 14 показана зависимость ширины спектра испускаемого излучения от величины тока, протекающего через лазерный диод, изготовленный из антимонида индия. Хорошо видно, что при увеличении тока накачки полоса частот излучения резко сужается, а длина волны максимума излучения смещается в сторону более коротких длин волн. Зависимость интенсивности излучения от величины тока накачки при 4,2 и 77° К представлена на рис. 15. До порогового значения интенсивность излучения зависит от тока линейно, при больших значениях тока интенсивность резко возрастает. При температуре 4,2° К порог стимулированного излучения ниже, чем при температуре 77° К. Выше порогового значения зависимость интенсивности излучения от тока снова становится линейной.

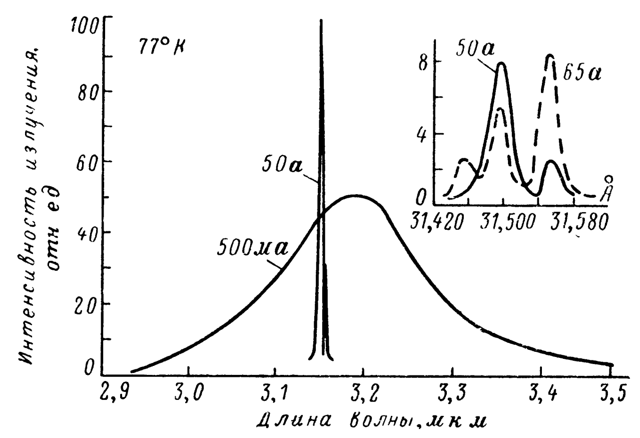


Рис. 14. Зависимость спектральной ширины линии излучения от тока накачки для лазера, изготовленного из арсенида индия (InAs).

При работе в оптическом диапазоне приходится считаться с тем фактом, что размеры оптических резонаторов оказываются в десятки и сотни тысяч раз больше длины волны излучения. В этих условиях резонатор становится многочастотным и резонанс наблюдается для всех колебаний, половина длины волны которых укладывается в резонаторе целое число раз. Условия резонанса создаются не только для излучения, распространяющегося вдоль оси резонатора (осевых видов колебаний), но также и для наклонных (относительно этой оси) лучей. Разность частот соседних видов колебаний такова, что в пределах ширины энергетического спектра электронов и дырок, находящихся в инверсном состоянии, создаются условия для одновременного излучения целого ряда видов колебаний. Интенсивность различных видов колебаний (мод) полупроводникового лазера неравномерна как по спектру (вставка на рис. 14), так и в зависимости от угла, под которым наблюдается излучение (рис. 16). Причины этого явления те же, что и для других твердотельных лазеров (например, на рубине), но для полупроводниковых ОКГ спектральная многомодовость усугубляется более широким спектром возбуж-

денных состояний носителей (электронов и дырок), а пространственная — значительно меньшей длиной резонатора.

При работе вблизи порогового значения чистота спектра лазерного излучения значительно улучшается и становится возможным даже одномодовый режим работы. Однако при этом значительно снижается мощность излучения и падает коэффициент полезного действия генератора. Плотность, а следовательно, и величина порогового тока накачки существенным образом зависят от ряда факторов (температуры, размеров образца, чистоты материала, концентрации носителей, технологии изготовления кристалла и т. д.). Две такие зависимости показаны на рис. 17, 18. Как видно из кривых на рис. 18, пороговая плотность тока резко возрастает с увеличением температуры кристалла. Так, например, если при 77° К ее величина для лазера из арсенида галлия обычно не превышает 2 000 *а/см*², то при комнатной температуре для получения лазерного эффекта плотность тока должна быть порядка 40 000 *а/см*² (для лазеров на других полупроводниках плотность тока значительно выше). В этих условиях резко возрастает тепловыделение в кристалле и особенно в контактных областях. Трудности с обеспечением необходимого теплоотвода сильно ограничивают возможности создания полупроводниковых лазеров для работы при комнатной температуре в непрерывном режиме.

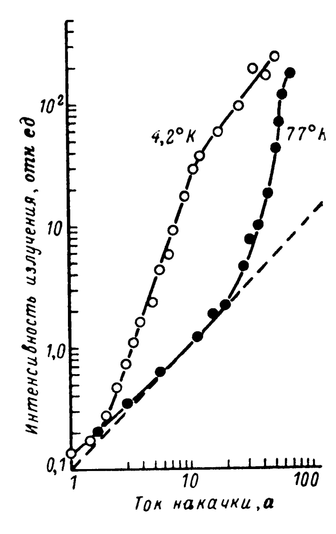


Рис. 15. Интенсивность излучения инжекционного лазера в зависимости от тока накачки.

Несмотря на большие плотности тока, необходимые для работы лазера с электрической накачкой, абсолютные их значения не очень велики. Так, сообщалось о создании полупроводникового ОКГ, у которого пороговая величина тока накачки $I_{пор}=4$ *а* при температуре 300° К (27° С) и 0,1—0,7 *а* при температуре 77° К. Однако желаемой величиной является значение $I_{пор}$ не более 0,5 *а* при 300° К. Токи накачки величиной порядка 10 *а* могут быть получены при помощи схем на обычных полупроводниковых приборах. При очень низких температурах (порядка 10° К) в небольших специальным образом отобранных диодах наблюдался одномодовый режим работы при токе накачки порядка 18 *ма* (рис. 19). Диоды, предназначавшиеся для работы в таком режиме, подвергались травлению с целью получить наибольшее отношение длины резонатора к ширине образца. Такая обработка позволила при сохранении одномодовости использовать токи накачки, в 6 раз превышающие пороговый уровень. Спектральная ширина линии излучения одномодового лазера составляет 150—300 *кгц*.

Типичная диаграмма излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, характерная для полупроводникового диодного лазера

из арсенида галлия, показана на рис. 16 и 20. Диаграмма имеет сложную форму. Излучение лазера обычно происходит в виде многих лучей. Однако сообщалось, что были получены более простые диаграммы излучения, имеющие углы раствора луча до 10° в плоскости *p-n*-перехода и 1° в перпендикулярной плоскости. Такие углы

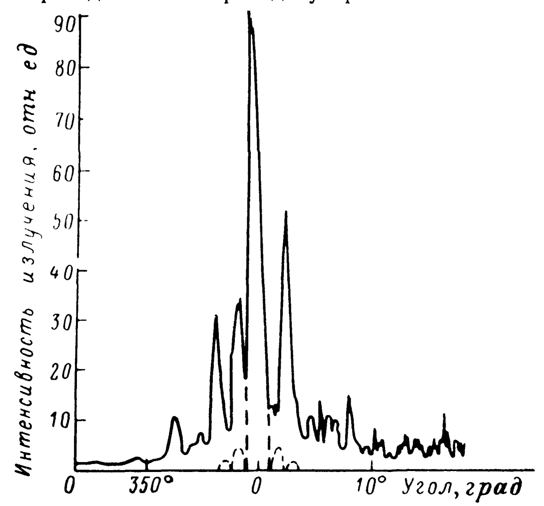


Рис. 16. Диаграмма излучения полупроводникового лазера из арсенида галлия в плоскости *p-n*-перехода.

(на основании формулы дифракции $d \approx \lambda/\theta$) соответствуют размерам *p-n*-перехода (см. рис. 13). Эти размеры имеют величину около 50 *мкм* в плоскости перехода и 5 *мкм* в перпендикулярной плоскости. Причины неравномерности свечения лазера по *p-n*-переходу еще не получили законченного объяснения, однако не последнюю роль

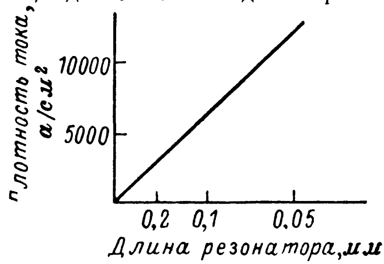


Рис. 17. Зависимость плотности порогового тока от длины резонатора для лазеров, выполненных из одного и того же кристалла арсенида галлия.

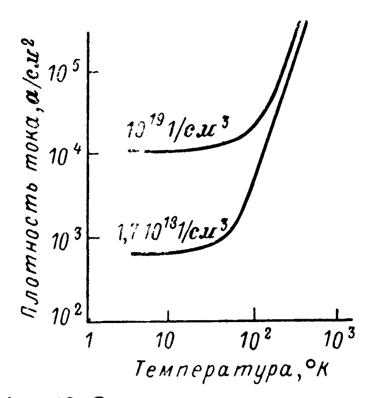


Рис. 18. Зависимость плотности порогового тока от температуры образца. Цифры около кривых обозначают концентрацию носителей.

здесь играют неоднородность кристалла и неравномерность плотности тока в плоскости *p-n*-перехода.

Инжекционные лазеры на *p-n*-переходе наиболее удобны в работе из-за их компактности и простоты источников накачки. Кристалл полупроводника с *p-n*-переходом имеет низкое сопротивление (сотые доли ома) в прямом направлении, поэтому для накачки можно использовать низковольтные (1—2 *в*) источники. Сигнал инжекционных ПКГ можно легко модулировать простым изменением питающего тока. Им свойственна большая (теоретически до 100%) величина эффективности преобразования (к. п. д.). Однако они не лишены и ряда недостатков, основным из которых является трудность изготовления *p-n*-перехода. Для изготовления хорошего лазерного диода необходимо применять материалы весьма высокой степени очистки, которые не всегда доступны. Кристалл должен отличаться высокой степенью однородности. В некоторых полупроводниках, например в сернистом кадмии (CdS), вообще не удается создать *p-n*-переход. Поэтому значительное внимание было уделено поиску других (помимо электрического) способов накачки для полупроводниковых лазеров, не имеющих *p-n*-перехода.

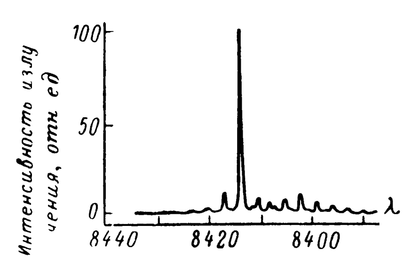


Рис. 19. Спектр излучения диодного лазера при работе в одномодовом режиме.

Накачку полупроводниковых ОКГ, так же как и твердотельных лазеров, можно производить с помощью света. Однако такая накачка затруднена в связи с тем, что кристаллы полупроводника имеют большой коэффициент поглощения, который особенно увеличивается с увеличением частоты падающего на кристалл излучения. Поэтому лучшие результаты получаются при использовании монохроматического света, частота которого соответствует частоте перехода (ширине запрещенной зоны). Если же энергия кванта (частота возбуждающего излучения) больше, чем ширина запрещенной зоны, то вследствие сильного поглощения таких квантов лазерное излучение будет возникать лишь в узком поверхностном слое полупроводника глубиной в несколько микрон, что снижает мощность излучения полупроводникового лазера. Оптическую накачку ПКГ можно осуществлять, например, с помощью достаточно мощного инжекционного лазера. Наилучшие результаты до сего времени были получены Н. Г. Басовым и его сотрудниками, применившими для накачки ПКГ рубиновый лазер. Энергия фотонов рубинового лазера близка к ширине запрещенной зоны арсенида галлия, поэтому потери на поглощение были относительно малы, а выходная мощность полупроводникового излучателя достигала $3 \cdot 10^4$ *вт* (в импульсе).

Для оптической накачки применимо также так называемое двухфотонное возбуждение, при котором ширина запрещенной зоны приблизительно равна удвоенной энергии фотона падающего излучения. Такая накачка применялась для лазера из арсенида галлия (при облучении светом неодимового лазера — 1,06 *мкм*) и для лазера из сернистого кадмия (накачка рубиновым лазером, 0,6943 *мкм*).

Однако применение рубиновых лазеров для накачки ПКГ значительно усложняет конструкцию полупроводникового лазера в целом, что позволяет считать такую накачку в настоящее время малоперспективной для практического применения.

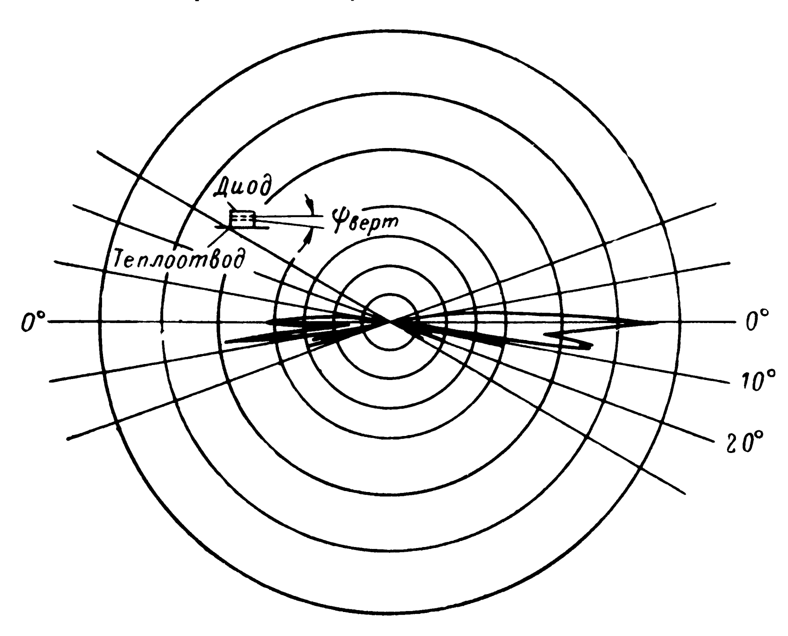


Рис. 20. Типичная диаграмма излучения диодного лазера в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу.

Другим способом накачки ПКГ является накачка электронным пучком. Схематически этот метод иллюстрируется на рис. 21. Пучок электронов *1*, обладающих энергией 20 *Кэв* или более, направляется на плоскую грань *2* полупроводникового кристалла *3*. Электроны проникают в глубь материала на несколько микрон (в зависимости от энергии) и теряют около 30% своей энергии на создание большого числа электронно-дырочных пар с низкой энергией. На образование электронно-дырочной пары тратится энергия, в 2—4 раза превышающая ширину запрещенной зоны. Один падающий электрон создает приблизительно 10^4 электронов и дырок. Электронно-дырочные па-

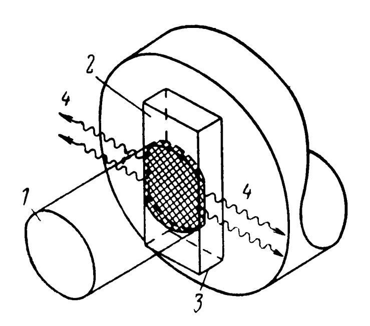


Рис. 21. Схема электроннолучевой накачки ПКГ.

ры распадаются за время 10^{-15} *сек*, а электроны и дырки отдают часть своей энергии кристаллической решетке полупроводника, «релаксируя» до состояний с наименьшей энергией (соответственно вблизи краев зоны проводимости и валентной зоны). Из этих состояний электроны и дырки могут рекомбинировать, либо испуская фотон с энергией, приблизительно равной ширине запрещенной зоны, либо без излучения. Максимум излучения арсенида галлия при электронно-лучевой накачке согласуется с переходами электронов из состояний в зоне проводимости на акцепторные уровни, лежащие на 0,03 *эв* выше нормальной границы валентной зоны. Однако при оптимальных концентрациях примесей $5 \cdot 10^{18}$ $1/см^3$ примесные состояния сливаются с основными состояниями и стимулированное излучение образцов *n*-типа состоит из фотонов с энергией, существенно большей, чем ширина запрещенной зоны (1,54 *эв* против 1,51 *эв*). Такое несоответствие можно объяснить тем, что в генерации лазерного излучения принимают участие состояния, расположенные в зоне проводимости значительно (на 10 kT) выше ее нижней границы.

При небольших значениях тока электронного луча излучение (*4* на рис. 21) носит спонтанный характер, а интенсивность его увеличивается линейно с увеличением тока луча вплоть до величины порядка 1 $а/см^2$. При дальнейшем увеличении тока возникает лазерное излучение.

Ширина светящейся зоны полупроводника при электроннолучевой бомбардировке зависит от глубины проникновения, следовательно, от энергии падающих электронов. Для увеличения снимаемой с полупроводника энергии лазерного излучения стремятся увеличить энергию электронного пучка, однако во избежание разрушения кристалла энергия пучка не должна превышать 300—500 *Кэв.*

Лазерное излучение ПКГ при электроннолучевой накачке было получено пока только при низких температурах. По-видимому, наилучшие результаты получены при использовании сульфида кадмия (0,4916 *мкм*), в котором к тому же не удается создать удовлетворительный *p-n*-переход. Высокие плотность тока и энергия электронов в пучке приводят к сильному разогреву полупроводника, поэтому при конструировании ПКГ с электроннолучевой накачкой принимают меры для интенсивного отвода тепла и понижения температуры кристалла. Тем не менее до настоящего времени еще не сообщалось о получении режима непрерывной генерации.

При использовании электроннолучевой накачки не возникают присущие инжекционным лазерам проблемы, связанные с созданием *p-n*-переходов или низкоомных контактов. Поэтому с ее помощью можно получить значительно более равномерное распределение инвертированной населенности на большой поверхности полупроводника. Большие когерентно излучающие поверхности полупроводника позволяют получить малые углы расходимости, а равномерность излучения способствует улучшению конфигурации волнового фронта Интенсивностью и точкой падения электронного пучка можно управлять непрерывно и с высокой точностью. При одновременном использовании нескольких электронных пушек могут быть получены практически любые желаемые конфигурации активной зоны в полупроводнике. Электроннолучевая накачка позволяет создавать лазеры на тех полупроводниках и фосфорах, в которых вообще не могут быть созданы удовлетворительные *p-n*-переходы. Это позволяет создавать полупроводниковые ОКГ, работающие практически во всем диапазоне от ультрафиолетового до дальнего инфракрасного участков элек

тромагнитного спектра, и делает электроннолучевое возбуждение очень удобным средством исследования свойств различных полупроводников в лабораторных условиях.

Полный к. п. д. лазеров с электроннолучевой накачкой (не считая к. п. д. электронной пушки) теоретически не может превышать 12%, что значительно ниже теоретического к. п. д. инжекционных лазеров (100%). Однако надо отметить, что на практике к. п. д. промышленных образцов инжекционных лазеров часто не превышает нескольких процентов.

Техническое применение лазеров с электроннолучевой накачкой затруднено в связи с относительной сложностью конструкции электроннолучевых устройств и громоздкостью источников питания для них, однако большая гибкость и универсальность таких ОКГ может оказаться весьма полезной.

Сравнительно недавно появились сообщения о новом типе полупроводникового лазера, возбуждение которого осуществляется ударной ионизацией. Лазеры такого типа изготовлялись из арсенида галлия с примесью марганца. Считают также возможным изготовить их из теллурида цинка (ZnTe).

Принцип действия таких лазеров состоит в том, что между двумя областями кристалла, обладающими *p*-проводимостью, создается тонкий (порядка 1 *мкм*) слой с большим удельным сопротивлением. При приложении к прибору электрического напряжения (около 10 *в*) этот слой пробивается, при этом вследствие ударной ионизации возникают лишние носители заряда. Через небольшой промежуток времени носители рекомбинируют и отдают свою избыточную энергию в виде электромагнитного (видимого или инфракрасного) излучения.

Для того чтобы избыточные носители могли рекомбинировать, внешнее поле должно быть выключено. Поэтому такой лазер принципиально может работать только в импульсном режиме. Явление лавинного пробоя, так же как и электроннолучевая накачка, может быть использовано для возбуждения кристаллов полупроводников, в которых невозможно создать *p-n*-переход. Однако при этом не теряются компактность и простота, присущие инжекционному лазеру. Эффективность (к п. д.) таких ПКГ пока еще раз в десять меньше, чем эффективность инжекционных лазеров

Ударная ионизация возможна также через запрещенную зону обычного *p-n*-полупроводника при приложении к нему высокого напряжения. Однако эффективность таких ОКГ будет еще меньше.

3. ЛАЗЕРЫ С НЕПРЯМЫМ ПЕРЕХОДОМ

Для более полной оценки возможностей полупроводниковой квантовой техники следует остановиться на одной особенности полупроводниковых веществ, определяющей возможность их использования для создания лазерных излучателей. Существуют два типа полупроводников. Для одних полупроводников импульс электрона $\mathbf{m}_э\mathbf{v}_э$ в области дна зоны проводимости в точности равен импульсу дырки $\mathbf{m}_д\mathbf{v}_д$, находящейся в валентной зоне. В таких полупроводниках могут иметь место так называемые прямые переходы. Электрон, имеющий минимальную энергию, может рекомбинировать с дыркой, имеющей максимальную энергию. Для других полупроводников импульс электрона не совпадает в точности с импульсом дырки. В этом случае процесс излучения (или поглощения) света сопровож-

дается изменением колебательного состояния решетки кристалла, т. е. излучением или поглощением фонона («кванта звука»), который должен компенсировать изменение суммарного импульса. При низких температурах вероятность излучения для полупроводников с непрямым переходом может оказаться гораздо больше вероятности поглощения, и «отрицательная» температура может быть получена при значительно более низких (по сравнению с 10^{18} $1/см^3$) концентрациях электронов и дырок. Однако это положение не является определяющим. При создании «отрицательной» температуры между зонами внутри их распределение электронов и дырок остается обычным. В случае прямых переходов это не опасно, так как вероятность междузонных переходов для них в несколько раз превышает вероятность переходов внутри зоны и коэффициент усиления лазера получается достаточно высоким. В полупроводниках же с непрямым переходом, к которым относятся германий, кремний, фосфиды галлия и индия и др., это условие выполняется не всегда. Было показано, что для германия оно вообще невыполнимо. Поэтому большинство современных ПКГ созданы на полупроводниках с прямыми переходами

4. УПРАВЛЕНИЕ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Длиной волны лазерного излучения ПКГ можно управлять, изменяя магнитное поле, температуру или давление. Перечисленные факторы влияют на коэффициент преломления n полупроводника и, таким образом, изменяют эффективную длину резонатора nl. Однако в большей степени они влияют на ширину запрещенной зоны.

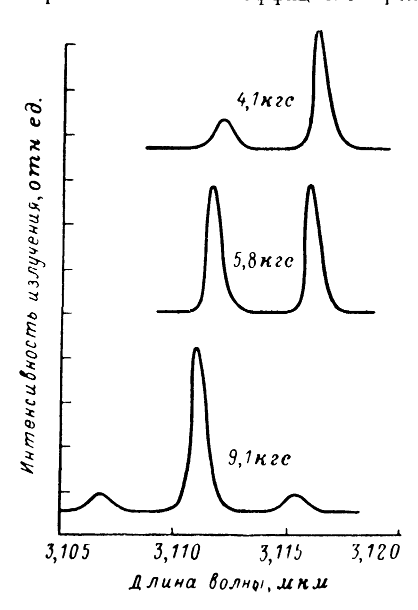


Рис. 22. Влияние магнитного поля на частоту излучения лазера при 4,2° К.

Рис. 22 иллюстрирует влияние магнитного поля на частоту излучения лазера из арсенида индия, а также на структуру видов колебаний этого ПКГ. Для того чтобы имело место лазерное излучение, между отражающими поверхностями резонатора Фабри — Перо должно располагаться целое число m полуволн излучения, при этом смежные виды колебаний (моды) будут иметь числа m, отличающиеся на единицу. Излучение с длиной волны, соответствующей m-виду колебаний резонатора, может возникнуть лишь в том случае, если частота моды резонатора близка к длине волны пика спонтанной эмиссии полупроводника. Для всех возможных механизмов излучательной рекомбинации длина волны максимума спонтанной

Таблица 1

Полупроводник и его химическое обозначение	Длина волны, *мкм*
а) Инжекционные лазеры на *p-n*-переходе	
Арсенид галлия GaAs	0,85
Фосфид индия InP	0,9
Антимонид галлия GaSb	1,6
Арсенид индия InAs	3,2
Сульфид свинца PbS	4,3
Антимонид индия InSb	5,3
Теллурид свинца PbTe	6,5
Селенид свинца PbSe	8,5
Арсенид-фосфид галлия Ga(As+P)	0,65—0,9
Арсенид-фосфид индия In(As+P)	0,9—3,2
— (Ga+In)As	0,85—3,2
б) Лазеры с электронным возбуждением	
Сульфид цинка ZnS	0,33
Моноокись цинка ZnO	0,38
Сульфид кадмия CdS	0,5
Селенид галлия GaSe	0,6
Селенид кадмия CdSe	0,69
Селенид-сульфид кадмия Cd(S+Se)	0,5—0,69
Теллурид кадмия CdTe	0,8
Арсенид галлия GaAs	0,85
Антимонид галлия GaSb	1,6
Арсенид галлия GaAs	3,2
Теллур Te	3,7
Сульфид свинца PbS	4,3
Антимонид индия InSb	5,3
Теллурид свинца PbTe	6,5
Селенид свинца PbSe	8,6
в) Лазеры с оптической накачкой	
Сульфид кадмия CdS	0,5
Арсенид галлия GaAs	0,85
Арсенид индия InAs	3,2
Антимонид индия InSb	5,3
Теллурид свинца PbTe	6,5
— (Cd+Hg)Te	3,7—4,1
— (Pb+Sn)Te	6,5—16,5
г) Лазеры с лавинным пробоем	
Арсенид галлия GaAs	0,85

эмиссии будет изменяться в соответствии с изменением энергетического зазора (ширины запрещенной зоны). Поэтому, как показано на рис. 22, при изменении величины магнитного поля происходит поочередное возбуждение той или иной «моды» резонатора. Наряду с этим происходит и небольшое изменение частоты излучения, связанное с изменением собственной частоты резонатора (его эффективной длины *nl*). При более высоких температурах кристалла спектральная ширина линии излучения полупроводника увеличивается и излучение приобретает многомодовый характер. Имеющиеся экспериментальные данные для лазера из арсенида галлия показывают, что при увеличении температуры кристалла от 77° К до комнатных (20° С) температур максимум излучения смещается от 0,84 до 0,906 *мкм*.

В табл. 1 приведены материалы, используемые для создания ПКГ, и длины волн их излучения.

ГЛАВА III

КОНСТРУКЦИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

1. ОХЛАЖДЕНИЕ И ТЕПЛООТВОД

Большинство разработанных к настоящему времени полупроводниковых лазеров работает при криогенных температурах (т. е. в условиях принудительного охлаждения до низких температур)

Несмотря на то, что теоретически к. п. д. инжекционного лазера может достигать 100%, на практике к. п. д. его часто не превышает нескольких процентов. Дело в том, что при накачке лазера мощными импульсами тока большое количество энергии рассеивается в виде тепла в областях, прилегающих к *p-n*-переходу, сопротивление которых во много раз превышает сопротивление самого перехода в прямом направлении. Кроме того, создание электрических контактов с полупроводником, обеспечивающих низкую величину переходного сопротивления, является сложной технической задачей. Дополнительные трудности связаны с недостаточным совершенством (чистотой и однородностью) применяемых материалов, технологии изготовления самих переходов в кристалле полупроводника. В связи с этим при конструировании полупроводниковых ОКГ приходится рассматривать в совокупности две задачи: охлаждение кристалла и отвод выделяющегося при работе тепла. В зависимости от режима работы лазера применяемые системы охлаждения должны обладать необходимой холодопроизводительностью. Современные малогабаритные системы охлаждения, рассчитанные для работы при температуре жидкого азота (78° К), имеют максимальную холодопроизводительность порядка 1—2 *вт*. Если задаться к. п. д. излучателя равным 10%, то легко подсчитать, что средняя мощность излучения такого ОКГ не может превышать 0,1—0,2 *вт* и то при условии, что обеспечивается эффективный теплообмен между кристаллом полупроводника и хладоагентом. Наилучшие условия для теплообмена обеспечиваются в слоистой конструкции излучателя, которая была нами рассмотрена в гл. II (рис. 12). Во всяком случае, при конструиро-

вании ПКГ стремятся к тому, чтобы тепловое сопротивление хладопровода было минимальным.

Для охлаждения ПКГ применяются: 1) устройства охлаждения в виде сосуда Дьюара с жидким азотом или гелием В такой конструкции излучатель либо помещается непосредственно в охлаждающую жидкость, либо выносится на внешнюю сторону сосуда Дьюара, а тепловой контакт осуществляется с помощью хладопровода; 2) теплообменники, основанные на эффекте понижения температуры газа при его резком расширении (эффект Джоуля — Томсона). В таких устройствах струя сжатого газа (азота или воздуха), находящегося в баллоне под давлением 150—300 *ат*, подается непосредственно на хладопровод с установленным на нем излучателем. При расширении газа происходит его сжижение с одновременным понижением температуры хладопровода до 78—80° К; 3) системы охлаждения замкнутого цикла, состоящие из компрессора высокого давления с электроприводом и теплообменника; 4) термоэлектрическое охлаждение.

Охлаждение жидким азотом (или гелием) широко применяется в лабораторных образцах ПКГ. Этот способ охлаждения отличается простотой и надежностью и при использовании хорошего хладопровода может обеспечить весьма эффективный отвод тепла. В промышленных устройствах этот способ охлаждения широкого распространения не получил главным образом из-за ряда очевидных эксплуатационных неудобств, связанных с необходимостью периодической доливки жидкого азота или гелия, организации систематического подвоза, хранения или добычи этих веществ. Кроме того, возможность применения систем охлаждения с заливкой жидкого хладоагента ограничивается в основном ПКГ, предназначаемыми для работы в лабораторных условиях, поскольку создание криогенных систем подобного рода, устойчивых к опрокидыванию и механическим перегрузкам, в конструктивном отношении более сложно. Жидкий азот прозрачен для лучей, лежащих в ближней инфракрасной области спектра; однако при непосредственном контакте хладоагента с работающим излучателем часто происходит вскипание охладителя, из-за чего возникает беспорядочная флюктуация потока излучения. Поэтому при проведении экспериментов, имеющих прикладное значение, лучше использовать конструкцию с хладопроводом.

Значительно более удобна в эксплуатации конструкция лазера с микроохладителем, использующим эффект Джоуля — Томсона. Такой лазер не требует заливки жидкого азота перед включением. Достаточно открыть клапан баллона — и через несколько минут лазер готов к работе. Однако для надежной работы такого устройства необходимо применять очень хорошо очищенный газ. Дело в том, что газ подается к теплоотводу через капиллярный теплообменник с диаметром выходной дюзы (отверстия) порядка 0,02—0,1 *мм*, и малейшие примеси воды, масла или углекислого газа, конденсируясь при температуре жидкого азота, отвердевают и закупоривают выходное отверстие капилляра.

Работа рассмотренных систем охлаждения связана с неизбежной тратой хладоагента, в связи с чем срок действия их без дополнительной заправки ограничен. Поэтому для автономных лазерных устройств более удобна система охлаждения замкнутого цикла, в которой жидкий хладоагент непрерывно воссоздается из газовой фазы, образующейся при нагревании хладоагента теплом лазерного излу-

чателя и окружающей среды Время непрерывной работы такой системы определяется практически ресурсом механических и электромеханических агрегатов, входящих в систему, который, по последним сообщениям, достигает 500—3 000 *ч*. Несмотря на относительную сложность автономной системы, вес ее может быть достаточно малым (4—5 *кг*).

Для лазеров, не требующих охлаждения до сверхнизких температур, довольно широкое распространение получили системы термоэлектрического охлаждения В конструктивном отношении такие конструкции наиболее просты и надежны: полупроводниковый кристалл (или кристаллы) одной из своих нерабочих граней крепится к массивному хладопроводу, представляющему собой холодный спай термопары. Обычно применяется двух- или трехкаскадное охлаждение: горячий спай первой (со стороны излучателя) термопары крепится к холодному спаю следующей ступени и т. д. Горячий спай последнего каскада имеет радиатор для рассеяния тепла в окружающую среду. Через термоспаи пропускается электрический ток порядка 100—1 000 *а* при очень низком напряжении. Срок службы такого охлаждающего устройства практически неограничен. Однако термоэлектрическим способом нельзя понизить температуру кристалла более чем на 70—100° С (в зависимости от тепловой нагрузки) относительно температуры радиатора, даже если мы попытаемся увеличить число каскадов. Поэтому устройства подобного типа применяются для отвода тепла от лазеров, которые могут работать при комнатной температуре.

2. КОНСТРУКЦИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Рассмотрим несколько конструкций полупроводниковых лазеров, о которых сообщалось в зарубежной печати, и их характеристики. Английская научно-исследовательская лаборатория электроники SERL разработала лазерный передатчик на арсениде галлия (рис. 23) весом 300 *г*. Объем лазера 300 *см*^{3} при диаметре основания 6 *см*. Лазер предназначен для использования в локаторах, работающих в инфракрасном диапазоне. Лазер работает в импульсном режиме с частотой следования импульсов до 10 *кгц* и временем нарастания импульса не более 100 *нсек* (10^{-7} *сек*). Мощность в импульсе—100 *вт*. Лазерный кристалл имеет размеры $2 \times 1 \times 0{,}5$ *мм*. Луч света исходит из одной грани кристалла, противоположная грань покрыта серебром. Ширина луча — несколько градусов. Пороговый ток при температуре 77° К составляет 30 *а*, что соответствует плотности тока 1 500 *а/см*^{2}. При токе накачки 200 *а* к. п. д. составляет 30%, а полный импеданс лазера — 10^{-2} *ом*.

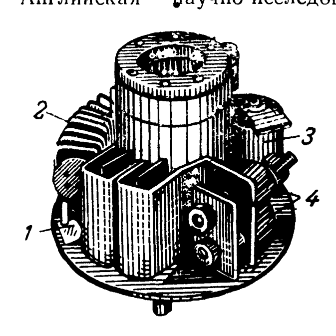


Рис. 23. Лазерный передатчик лаборатории SERL.

При максимальной выходной мощности лазера мощность, необходимая для охлаждения, составляет 9 *вт*. Лазер охлаждается жидким азотом или воздухом, который конденсируется непосредст-

венно на передатчике по методу Джоуля — Томсона. Лазерный кристалл смонтирован на медном шасси *1*, которое является основанием резервуара с жидким азотом, изолированного от окружающей среды полистиролом и вакуумной оболочкой (сосуд Дьюара).

При разработке лазера были приняты специальные меры для получения минимальной длительности переднего фронта импульсов. Для формирования импульсов накачки используется *LC*-линия задержки *2*, работающая на первичную обмотку импульсного трансформатора *3* через два последовательно включенных диода *4* типа *p-n-p-n*. Металлический корпус тороидального ферритового сердечника трансформатора выполняет функции единственного витка вторичной обмотки, откуда импульсы накачки через полосковую линию малой индуктивности поступают на кристалл. Все перечисленные детали собраны непосредственно на панели передатчика (рис. 23).

Инжекционный лазер (точнее, просто лазерный диод) типа H1D1 на арсениде галлия, работающий в импульсном режиме при комнатной температуре, выпущен в продажу фирмой Дженерал Электрик. Диод может работать в диапазоне температур от 77° К до 75° С, температура перехода при этом может достигать 100° С. Пороговый ток диода при температуре корпуса 25° С — 65 *а*, при 77° К — только 2 *а*. При токе 100 *а* при 25° С излучается пиковая мощность 5 *вт*. Длительность импульсов — 300 *нсек*, частота следования импульсов — до 500 *гц*. Ширина спектральной линии—150 Å, угловое расхождение луча —20×20°. При 25° С к. п. д. — 0,25%, при 77° К — 4%. Диод монтируется на ножку транзисторного корпуса и герметизируется металлической крышкой с плоским стеклянным окном.

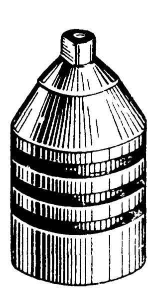


Рис. 24. Лазер фирмы «Корад».

Американская фирма «Корад» выпустила в продажу лазер, также работающий при комнатной температуре. Прибор состоит из диода на арсениде галлия и генератора импульсов. Лазер может работать в течение нескольких часов подряд без уменьшения выходной мощности. Частота следования импульсов может изменяться от 10 до 1 000 *гц*, длительность импульса составляет 50 *нсек*, к. п. д.— 0,2%. Мощность излучения в импульсе — до 4 *вт*. Для обеспечения работоспособности лазера при комнатной температуре была разработана эффективная система охлаждения (рис. 24). Для лучшего рассеяния тепла необходимо, чтобы диодный держатель имел возможно большую площадь; с другой стороны, для получения импульсов минимальной длительности (что необходимо для повышения импульсной мощности без увеличения нагрева кристалла) необходимо электрическую емкость держателя свести к минимуму, т. е. сделать держатель небольшим. Фирма решила эту задачу, использовав конический медный стержень и укрепив диод ближе к его верхнему концу. Кристалл арсенида галлия, используемый в лазере фирмы «Корад», изготавливался по обычной для лазерных диодов технологии, но, поскольку он предназначался для работы при комнатной температуре, в нем создавалась значительно более высокая концентрация примесей, чем у кристаллов, предназначаемых для работы при охлаждении до сверхнизких температур. Излучение лазера происходит с обоих торцов кристалла, образующих плоскопараллель-

ный резонатор Излучение во внутреннюю сторону кристаллодержателя не используется и, таким образом, увеличивает общие потери энергии в лазере, снижая его к. п. д. (Для получения излучения только в одну сторону противоположный торец кристалла должен быть отшлифован в виде треугольника, что позволяет достичь эффекта полного внутреннего отражения энергии на этом торце. Однако такая обработка кристалла значительно удорожает прибор). Как полагают, лазер будет использоваться для демонстрационных целей. Он может быть использован также в технологии пленочных и интегральных схем для точной подгонки величины сопротивления, емкости или индуктивности входящих в них элементов путем испарения небольших количеств вещества, из которого они образованы. Фирма надеется создать лазеры с частотой следования импульсов 15—20 *кгц,* которые, по ее мнению, найдут применение в военных системах связи.

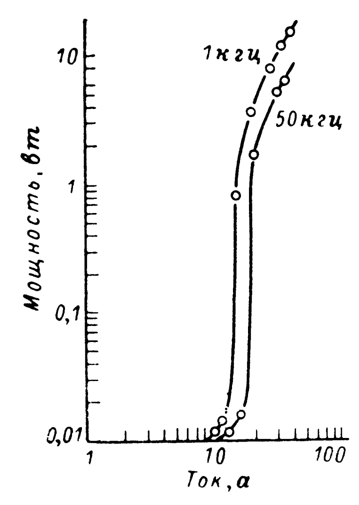


Рис 25. Зависимость выходной мощности лазера из арсенида галлия фирмы RCA от тока накачки и частоты следования импульсов.

Разработанный в одной из лабораторий фирмы RCA инжекционный лазер на арсениде галлия позволил получить импульсную мощность при комнатной температуре в пределах до 12 *вт.* Ширина спектра излучения этого лазера 50 Å с максимумом при 9,155 *мкм* Лазер работал с частотой следования импульсов до 50 *кгц* при длительности импульса 90 *нсек,* при этом выходная мощность и порог не зависели от частоты в диапазоне от 30 *гц* до 10 *кгц*. При более высоких частотах вследствие нагрева кристалла эти характеристики несколько ухудшались (рис. 25). Лазерный диод, *p-n*-переход которого имел размеры 0,23×0,08 *мм*, монтировался между двумя массивными медными пластинами размером 12,7×6,35×2,54 *мм* и охлаждался либо водой, либо продувкой воздуха, что дало почти одинаковые результаты. Для питания диода импульсным током использовались кремниевые управляемые вентили. Эта же фирма разработала полупроводниковые лазеры на арсениде галлия с трехступенчатым термоэлектрическим охлаждением до —90° С (при комнатной температуре окружающей среды)

Лазеры типа MVZ-150, изготовленные фирмой Мансанто (США) из тройного соединения арсенид-фосфид галлия (GaAs—GaP), могут работать на любой волне (в зависимости от соотношения арсенида и фосфида галлия в соединении) в диапазоне от 0,65 до 0,85 *мкм* при температуре жидкого азота. При токе накачки 25 *а* и длительности импульса 50 *мсек* выходная мощность лазера составляет 0,5 *вт* в импульсе при ширине спектральной линии около 8 Å. Пороговый

ток — 15 *а*. В Массачузетском технологическом институте изготовлен лазер с электроннолучевой накачкой на смеси кристаллов сернистого и селенистого кадмия. Излучение сернистого кадмия находится в зеленой части спектра, а селенистого — в красной. За счет изменения состава смеси можно выбирать цвет свечения лазера. Выходная мощность лазера (в импульсе) 20 *вт*; к. п. д., по сообщению журнала, почти 15%. Считается, что такие лазеры могут быть использованы в военных целях для изготовления индикаторных панелей систем отображения обстановки. Однако лазеры на указанных смешанных кристаллах могут работать только при температуре жидкого азота или гелия.

Для работы при комнатной температуре в непрерывном режиме американской фирмой Дженерал Электрик разработаны и в 1964 г. выпущены в продажу три типа диодов из арсенида галлия: LED-9, LED-10 и LED-11. Диод LED-10, например, при входном токе 100 *ма* излучает 300 *мквт* в непрерывном режиме на длине волны 9 000 Å. Ширина линии излучения довольно велика — 210 Å.

Большое количество полупроводниковых лазеров как в промышленном, так и в лабораторном исполнении разработано также советскими учеными и инженерами. Так, например, сообщалось о разработке неохлаждаемого полупроводникового лазера на арсениде галлия, работающего при комнатной температуре и позволяющего получить 10—12 *вт* импульсной мощности излучения при токах накачки 90—120 *а*. Частота следования импульсов этого ОКГ—до 10 *кгц*, к. п. д. около 15%. Длительность импульса — порядка 100 *нсек* (0,1 *мксек*). Спектр излучения ПКГ располагается вблизи 0,85 *мкм* и состоит из нескольких мод с расстоянием между ними около 4,9 А. В лабораторной практике широкое распространение получил простой по конструкции и удобный для проведения различного рода экспериментальных работ полупроводниковый оптический квантовый генератор «Комета-1», являющийся представителем группы ПКГ, работающих при охлаждении жидким азотом. ПКГ «Комета-1», экспонировавшийся на международной выставке 1967 г. в г. Будапеште, является генератором инфракрасного излучения и предназначен для проведения лабораторных исследований. Внешний вид его представлен на рис. 26.

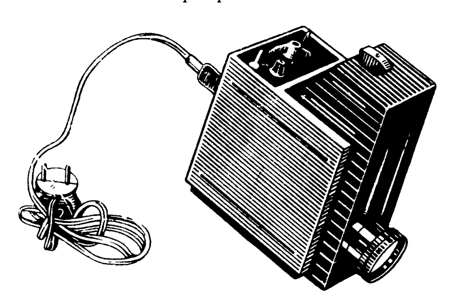


Рис. 26 Полупроводниковый квантовый генератор «Комета-1».

Квантовый генератор состоит из трех основных узлов: источника излучения, охлаждающего устройства (криостата) и генератора импульсов тока. Источником излучения является лазерный диод на арсениде галлия. Для улучшения отвода тепла от активного элемента (диода) разработана специальная конструкция держателя в виде галеты (рис. 27), состоящая из двух металлических пластин *1* и *2* и высокоомного изолятора *3*. Материал металлических пластин выбирается таким образом, чтобы при высокой теплопроводности в усло-

виях низких температур он обладал температурным коэффициентом линейного расширения, равным коэффициенту расширения активного элемента. Материал изолятора, кроме того, должен обладать достаточно хорошими изоляционными свойствами. Все элементы конструкции после предварительной металлизации сплавляются. Этим обеспечиваются хороший тепловой контакт, механическая прочность конструкции и достаточно малая величина электрического сопротивления в области контактов кристалла с металлическими пластинами

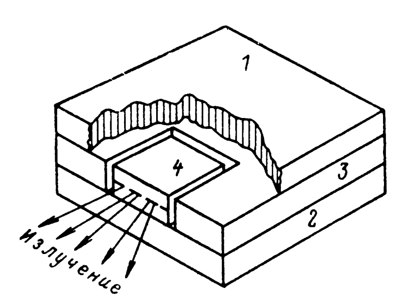


Рис. 27. Эскиз излучателя ПКГ «Комета-1»

1, 2 — металлические пластины; *3* — изолятор; *4* — лазерный диод.

Криостат (рис. 28) предназначен для охлаждения лазерного диода до температуры жидкого азота. Он состоит из внутреннего стакана *1*, теплового экрана *2*, внешнего стакана *3*, оптического окна *4* для выхода излучения, вакуумного вентиля *5* и коаксиального ввода *6* для подачи импульсов тока на лазерный диод *7*. Металлический внутренний стакан криостата вмещает 190 *см*^{3} жидкого азота. Дно стакана выполняет роль хладопровода. С нижней стороны оно имеет специальное углубление, к которому припаивается одной из металлических пластин лазерный излучатель. Конструкция хладопровода и излучателя обеспечивает перепад температуры между жидким азотом и диодом не более десятых долей градуса. Для улучшения вакуума в полости между стаканами криостата на дне внутреннего стакана укреплена абсорбирующая ячейка *8*, заполненная активированным углем. Конструкция криостата позволяет заменять излучатель и другие детали через съемное дно корпуса *9*.

Охлаждение диода через хладопровод по сравнению с охлаждением путем непосредственного погружения диода в жидкий азот позволяет за счет уменьшения рассеяния улучшить направленность излучения лазерного диода и избавиться от флюктуаций лучистого потока, возникающих при кипении жидкого азота.

Для подвода импульсов тока от генератора к лазерному диоду в промежутке между тепловым экраном и дном корпуса криостата размещается коаксиальный ввод. С одной стороны он заканчивается высокочастотным разъемом, соединяющимся с генератором импульсов тока, а с другой подключен к лазерному диоду. Конструктивно коаксиальный ввод выполнен в виде двух тонкостенных трубок. Для уменьшения потерь коаксиальный ввод должен обладать высокой электрической проводимостью, а для сохранения высокой эффективности охлаждения лазерного диода тепловая проводимость ввода должна быть минимальной. В верхней части криостата расположена горловина *10* для заливки жидкого азота.

Импульсный генератор *11* служит для получения возбуждающих лазерный диод импульсов тока. Особенностью генератора является большая амплитуда генерируемых импульсов тока (до 100 *а*), малая длительность импульсов (0,1—0,2 *мксек*) и возможность работы на низкоомную (десятые доли ом) нагрузку.

Генератор состоит из блока питания, задающего генератора и блока формирования импульсов. Задающий генератор формирует импульсы напряжения, необходимые для запуска усилителя мощности. Для исключения обратного влияния мощного каскада на задающий генератор импульсы напряжения подаются на усилитель мощности через эмиттерный повторитель Частота следования импульсов изменяется скачкообразно и устанавливается переключателем. Блок формирования импульсов тока, работающий в режиме блокинг-генератора, формирует импульсы большой мощности, которые с помощью понижающего трансформатора преобразуются в импульсы тока. Вторичная обмотка этого трансформатора, состоящая из одного витка, оканчивается высокочастотным разъемом, к которому подключается

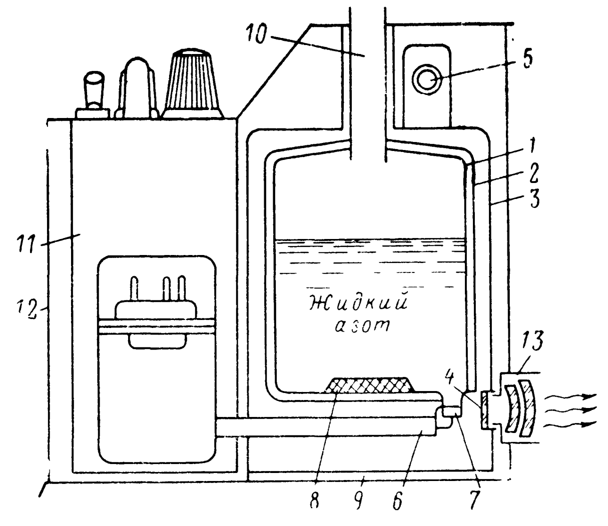


Рис. 28 Конструктивная схема ПКГ «Комета-1».

1 — внутренний стакан криостата; *2* — тепловой экран; *3* — наружный стакан криостата; *4* — выходное окно; *5* — вакуумный вентиль; *6* — коаксиальный ввод; *7* — излучатель, *8* — абсорбент, *9* — съемное дно; *10* — заливная горловина; *11* — импульсный генератор тока; *12* — наружный корпус; *13* — объектив.

коаксиальный ввод диодного излучателя. При низкоомной (0,1—0,2 *ом*) нагрузке, каковой является лазерный диод, во вторичной обмотке трансформатора протекают токи величиной до 100 *а*. Для измерения величины импульсов тока, протекающего через лазерный диод, используется импульсный трансформатор.

Криостат с лазерным диодом и генератор импульсов тока размещены в едином металлическом корпусе *12* (рис. 28), габаритные размеры которого составляют 170×110×200 *мм*. На передней стенке прибора расположено окно с двухлинзовым объектом *13*, служащим для формирования лазерного луча На верхней стороне прибора располагается панель управления и отверстие для заливки жидкого азота. Колодка питания и гнезда для измерения амплитуды импульсов тока выведены на заднюю стенку прибора

ПКГ «Комета-1» предназначен для работы в импульсном режиме с частотой следования импульсов излучения от 40 до 1 000 *гц*. Длительность импульса излучения — около 0,2 *мксек* при мощности не менее 3 *вт* (фактическая мощность излучения значительно превышает эту величину). Ширина спектральной линии излучения не более 20 Å при длине волны 0,84—0,86 *мкм*. Питание прибора осуществляется от сети переменного тока с напряжением 220 *в*. Потребляемая мощность — не более 3 *вт*. Вес генератора — 2,2 *кг*.

Таблица 2

Модель лазера	Ширина линии излучения, Å	Рабочая температура, °К	Мощность в импульсе, *вт*	Мощность в непрерывном режиме, *вт*	Длительность/частота следования импульсов	Ширина луча, *град*	Частота модуляции, *Ггц*	Пороговый ток, *а*	К.п.д., %
S=44 (различ. модиф.)	<0,01—8	До 88	—	0,02—1,5	—	1,2	0,2	0,5—2,0	—
K=53	7	До 77	2	—	1 *мксек*/10 *кгц*	10×15	—	3	—
H2A2	<0,001	4	3	0,1(77°К)	1 *мксек*/1 *кгц*	15×20	2	1	—
KR2	14	300	2—4	—	50 *нсек*/1 *кгц*	10×15	—	100	—
H1D1	950	77	5	—	300 *нсек*/1 *кгц*	20×20	—	2	—
H2A1	<0,001	4	5	0,4 (до 20°К)	1 *мксек*/1 *кгц*	15×20	1	0,75	—
H2A4	<0,001	4	10	2 (до 50°К)	1 *мксек*/1 *кгц*	15×20	1	0,5	—
S=51 (6 диодов)	5—45	До 330	200	—	100 *нсек*/2 *кгц*	34	2	60	—
—	—	77	60	—	30 *нсек*	—	—	0,1	40
—	—	77	20	—	1 *мксек*	—	—	0,1	40
—	—	77	—	3	—	—	—	—	15

В табл. 2 приведены технические данные полупроводниковых квантовых генераторов, выпускаемых за рубежом. Все лазеры, перечисленные в таблице, — инжекционного типа на арсениде галлия. Длина волны излучения в интервале 4—77° К — 0,85 *мкм*, при комнатной температуре (300—330° К) — 0,906 *мкм*.

3. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПКГ

Возможности применения ПКГ связаны не только с энергетическими характеристиками рассматриваемого нами излучателя, но также с возможностью управления его излучением по заданному закону с тем, чтобы излучение лазера могло быть эффективно использовано в качестве носителя информации.

Способы управления положением луча полупроводникового ОКГ в пространстве можно классифицировать и характеризовать таким же образом, как это делается для твердотельных (на парамагнитных кристаллах) и газовых ОКГ. Существенным отличием полупроводникового ОКГ является более широкая по сравнению с твердотельными и газовыми лазерами диаграмма излучения, что требует применения более сложной оптики для фокусировки излучения лазера в узкий пучок. В последнее время, однако, появились конструкции ПКГ с вынесенным резонатором, в которых расстояние между зер-

каламн существенно больше размера самого кристалла Такая конструкция позволила уменьшить углы расходимости лазерного луча, хотя полная энергия излучения в этом случае получается несколько меньшей.

Поскольку методы пространственного управления лучом ОКГ для различных типов лазеров в основных чертах между собой сходны, нам нет нужды рассматривать их отдельно в применении к полупроводниковому ОКГ. Специфическими для ПКГ являются методы управления интенсивностью или частотой лазерного излучения, и на них мы остановимся более подробно

Отличительной особенностью ПКГ является легкость осуществления амплитудной модуляции излучения лазера на *p-n*-переходе. Инерционность полупроводникового лазера мала настолько, что для определения его частотной характеристики часто оказывается затруднительным подобрать достаточно чувствительный высокочастотный детектор. Обычно для этой цели используются вакуумные фотоэлементы с малым расстоянием катод — анод и высокой фотоэмиссией катода (фотокатод имеет большую освещаемую поверхность). Инерционность лазерного диода может быть определена также с помощью косвенных методов (например, по реакции его на высокочастотное электрическое поле). И в том, и в другом случае требуется использовать осциллографы с разрешением по времени 0,1—1 *нсек*. Тем не менее было установлено, что излучение возникает за время, меньшее 0,2 *нсек*, после подачи на диод токового импульса с крутым фронтом. Однако индуцированное излучение возникает несколько позднее, а именно через 1 *нсек* (при 78° К) после подачи импульса накачки, если $I_{макс} = I_{пор}$, и через 0,44 *нсек*, если $I_{макс} = 5I_{пор}$. Такая задержка обусловлена конечной величиной отрезка времени, необходимого для создания инверсной населенности при протекании тока через *p-n*-переход. При сверхвысокочастотной накачке ПКГ синусоидальным током эта задержка не влияет на характеристику лазера на СВЧ, обусловливая лишь некоторый сдвиг по фазе между входным и выходным сигналами. Возникающая при включении СВЧ инверсия заселенности будет сохраняться и в том случае, если ток упадет ниже порогового значения при условии, что период СВЧ меньше времени жизни носителей в возбужденном состоянии (10^{-9}—10^{-12} *сек*). Таким образом, если не считать времени задержки включения, не было обнаружено факторов, ограничивающих частотную характеристику самого лазерного диода. Хорошая амплитудно-частотная характеристика полупроводникового ОКГ позволяет использовать его в режиме импульсной амплитудной модуляции излучения с частотой следования импульсов порядка 1 *Ггц*.

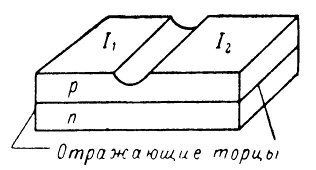


Рис. 29. Вариант конструкции лазерного диода для использования в режиме частотной модуляции.

Инжекционные лазеры допускают также частотную модуляцию сигнала Зависимость показателя преломления лазерного вещества от механического напряжения, созданного в кристалле, была использована при создании ультразвукового частотного модулятора. С помощью кварцевого преобразователя лазер подвергался воздействию

акустических волн с частотой 2 *Мгц*, при этом изменение частоты лазерного излучения составляло более 150 *Мгц*. Максимально возможная частота акустических колебаний ограничивается требованием однородности давления по всей активной области диода и может достигать 1 *Ггц*.

Для частотной модуляции могут быть использованы также зависимости длины волны излучения от тока, протекающего через диод, и от приложенного к нему магнитного поля. Токовая модуляция может быть осуществлена по схеме рис. 29. В представленной конструкции один из верхних контактов служит для накачки лазера выше порога, а другой — в качестве модулятора. Изменяя ток модулятора, можно получить непрерывный сдвиг частоты колебаний до 1 Å ($\sim$30 *Ггц*). Кроме того, возможен перескок от одной моды к другой с дискретным сдвигом до 26 Å.

Температурная зависимость длины волны излучения полупроводникового ОКГ вследствие значительной инерционности процесса теплового воздействия на лазер не может, очевидно, быть эффективно использована для модуляции излучения ПКГ и должна рассматриваться, по-видимому, лишь как принципиальный недостаток этого генератора. Изменение длины волны на 1° при температуре 77° К составляет 0,46 Å, но при температуре жидкого гелия становится несущественным.

ГЛАВА IV

ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ТЕХНИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Особенности и свойства когерентных полупроводниковых излучателей, с которыми мы познакомились в предыдущих главах, позволяют использовать эти излучатели для измерения дальности, высоты и ведения связи. Малая инерционность полупроводникового лазера делает его перспективным и для использования в качестве элемента быстродействующих оптических вычислительных машин. Рассмотрим эти возможности полупроводниковых лазеров более подробно.

1. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ В СИСТЕМАХ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Излучение лазерных диодов (а также других типов ПКГ) происходит в ограниченной полосе спектра и поэтому может рассматриваться как излучение на несущей частоте с шумами в узкой полосе частот. Поскольку излучение находится в диапазоне оптических частот, оно может модулироваться высокочастотной когерентной поднесущей с частотой до 10 *Ггц* (3 *см*) или более. Эта поднесущая частота в свою очередь может модулироваться и детектироваться обычными радиотехническими способами.

Ширина луча когерентного излучателя составляет несколько градусов, поэтому большую часть излучаемой энергии можно сконцен-

трировать посредством довольно простых оптических устройств, а для выделения полезного сигнала из фонового излучения использовать узкополосные оптические фильтры. Верхняя граница полосы частот модуляции лазерного излучения в системе связи ограничивается пока инерционностью имеющихся детекторов оптического излучения.

Лазерные диоды в рабочем режиме обладают весьма малым (порядка 0,1 *ом*) электрическим сопротивлением, поэтому при разработке модулирующих устройств для таких диодов требуется принимать меры для повышения эффективности их согласования с нагрузкой. Практически для использования в качестве модулирующих устройств оказываются пригодными только схемы, собранные на полупроводниковых приборах.

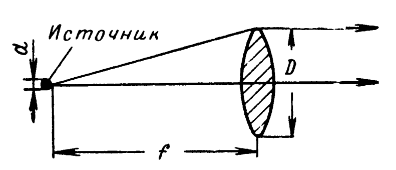


Рис 30. Формирование луча света.

Поскольку эффективность (к. п. д.) преобразования лазерного диода не постоянна и возрастает с увеличением тока накачки, достигая максимума при $I=(5\div10)I_{пор}$, для повышения эффективности передатчика и получения линейных модуляционных характеристик выгоднее работать в импульсном режиме при постоянной максимальной мощности излучения. В импульсном режиме достигаются наибольшая мощность излучения лазера и более высокий к. п. д., к тому же для работы ПКГ в импульсном режиме часто не требуется глубокого охлаждения излучающего диода. Поэтому наиболее эффективными видами модуляции полупроводникового ОКГ являются фазово-импульсная или импульсно-кодовая модуляции. Применение этих видов модуляции позволяет увеличить дальность связи в 2—2,5 раза при постоянной средней мощности излучения. Однако в некоторых случаях, например при использовании ПКГ в системах фазового дальнометрирования, предпочтительнее может быть метод непрерывной амплитудной модуляции.

Обычная оптика может быть использована для пространственного преобразования как когерентного, так и некогерентного оптического излучения. Однако к этим двум случаям должны быть применены разные подходы. Предположим, что некогерентный изотропно (т. е равномерно во все стороны) излучающий источник работает совместно с простой линзовой системой, как показано на рис. 30. Если диаметр излучателя d, то ширина луча в радианах

$$\varphi\approx d/f, \qquad (11)$$

где f — фокусное расстояние линзы. При малой ширине луча фокусное расстояние может быть увеличено, однако в этом случае (если нет соответствующего увеличения диаметра D линзы) уменьшаются угол охвата луча и, следовательно, величина проходящей через линзу энергии Падающая на линзу от источника энергия

$$P\approx P_и\left[\frac{1}{16}\left(\frac{D}{f}\right)^2\right], \qquad (12)$$

где $P_и$ — энергия (или мощность), излучаемая изотропным источником. При предельно достижимом отношении $D/f=1$ проходящая через

линзу энергия составляет $^1/_{16}P_и$ При диаметре линзы 10 *см* и диаметре излучателя 0,5 *мм* угловая ширина луча на выходе оптической системы будет составлять около 5 *мрад* (или 0,3°).

При когерентном излучении ширина луча ограничивается дифракцией и может быть определена по формуле

$$\varphi \approx 1{,}22\lambda/d, \qquad (13)$$

где λ — длина волны излучения; d — размер когерентного излучателя в рассматриваемой геометрической плоскости. Если $\lambda = 0{,}84$ *мкм* и $d = 0{,}01$ *мм* (примерная толщина перехода в диоде из GaAs), то ширина луча диода составит около 100 *мрад*. Обычно диод не излучает когерентно по всей плоскости перехода, поэтому ширина луча получается несколько большей. Луч лазера можно сузить с помощью телескопической системы, изображенной на рис. 31. В идеальном случае сужение луча равно $D'/D = f'/f$ и путем соответствующего уменьшения D может быть сделано достаточно большим. Малый диаметр первичных (коллиматорных) линз в этом случае не имеет значения, так как излучение лазера неизотропно и происходит по преимуществу в узком телесном угле, поэтому потерь энергии не происходит.

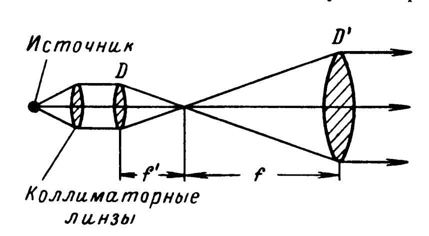


Рис. 31. Сужение луча лазера при помощи телескопической системы.

На дальность связи в оптическом диапазоне оказывают большое влияние весьма разнообразные по своей природе физические факторы. Наиболее полно преимущества, даваемые оптической связью (рис. 32), могут быть использованы в космосе, поскольку там отсутствует атмосферное поглощение излучений оптического диапазона Диаметр антенны оптического передатчика может быть в тысячу раз меньше диаметра антенны передатчика, работающего в сантиметровом диапазоне волн. Вместе с тем построение оптической системы связи для космоса требует решения ряда проблем, одной из которых является проблема обеспечения высокой стабильности платформ, на которых будут располагаться лазеры. Пока еще эта проблема не получила своего разрешения.

Для приема излучения лазерных систем могут быть использованы различные типы приемников лучистой энергии. Существуют два основных типа приемников лазерного излучения — детекторы для непосредственного преобразования света и фотосмесители.

Непосредственное детектирование света аналогично детектированию флюктуации огибающей. При этом происходит потеря информации о частоте и фазе несущей. К приборам для непосредственного детектирования относятся фотоэлектронные умножители, фотоумножители бегущей волны, фотодиоды, фоторезисторы, фотопараметрические усилители и др.

Фотоумножители работают на основе фотоэлектрического (фотоэмиссионного) эффекта, они обеспечивают высокий коэффициент усиления после детектирования и характеризуются низким уровнем шумов. Коэффициент усиления ФЭУ достигает 60 *дб* (10^6) по току и

120 *дб* (10^{12}) по мощности. Фотоэлектронные умножители позволяют без искажений детектировать сигнал, модулированный частотой до 250 *Мгц*. Максимальная рабочая частота модуляции определяется временем пролета электронов. Диапазон спектральной чувствительности существующих фотокатодов в инфракрасной области спектра ограничен длиной волны 1,1 *мкм*, но в видимом и ультрафиолетовом участках спектра ФЭУ имеют наиболее высокую чувствительность по сравнению с другими типами фотоприемников.

Фотоумножитель бегущей волны представляет собой прибор, в котором конструктивно объединены ФЭУ и электронная система бегущей волны («лампа бегущей волны»). Возникшие в результате фотоэмиссии электроны фокусируются в пучок. Усиление создается так же, как и в обычных ЛБВ СВЧ диапазона, и достигает 50 *дб* (по мощности). Однако с помощью этого прибора можно получить усиление в широкой полосе частот.

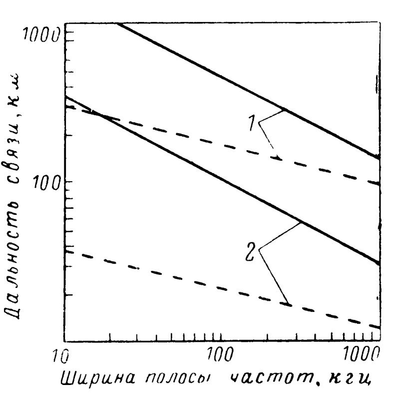


Рис. 32. Зависимость дальности связи от полосы частот для когерентного (1) и некогерентного (2) излучателей при технически реальных параметрах системы. Сплошные линии относятся к работе на фоне ночного неба, пунктирные — на фоне лунной поверхности.

Фотодиод представляет собой полупроводниковый детектор света. Максимум спектральной чувствительности кремниевых фотодиодов приходится на 0,85—0,9 *мкм*, т. е. хорошо согласуется с длиной волны излучения лазера из арсенида галлия. При высоком уровне фоновой освещенности фотодиоды благодаря высокой квантовой эффективности (число свободных электронов на 1 квант света) могут оказаться лучшими детекторами, чем ФЭУ. Полоса частот модуляции, которые могут детектироваться обычными фотодиодами, ограничивается частотой 10 *Мгц*. Специальные фотодиоды работают на частоте до 600 *Мгц*. Кроме кремния, для изготовления фотодиодов используются такие материалы, как германий, арсенид галлия, антимонид индия и др.

Фотопараметрические детекторы имеют цепь накачки, благодаря чему они не только детектируют, но и усиливают модулирующий сигнал по мощности до 25 *дб*. Эти приборы могут работать до частот модуляции, равных сотням мегагерц.

Квантовый усилитель хотя и не является приемником, но заслуживает того, чтобы о нем упомянуть. Этот прибор должен устанавливаться перед детектором. Усиление входного сигнала происходит на несущей частоте. Использование квантового усилителя перед твердотельным детектором позволяет увеличить общую чувствительность приемника, а также улучшает его частотную и пространственную избирательность. Вместе с тем повышенная пространственная

избирательность препятствует применению широкоапертурной оптики, позволяющей получить большое усиление.

В отличие от приемников с непосредственным детектированием света фотосмесители работают на основе смешения колебаний лазерного местного гетеродина и входного сигнала на поверхности фотодетектора, в результате чего создается промежуточная частота биений, лежащая в диапазоне радиочастот. Увеличение мощности местного гетеродина приводит к возрастанию усиления преобразователя, однако наличие шумов в гетеродине вызывает обратный эффект. Теоретически порог чувствительности фотосмесителей только на 3 *дб* лучше, чем порог чувствительности приборов для непосредственного детектирования.

Практическое применение метода фотосмешения связано со специфическими трудностями. Для работы детектора в режиме преобразования необходимо поддерживать определенные фазовые соотношения между колебаниями местного гетеродина и входным сигналом. Если колебания гетеродина и входной сигнал не находятся в фазе на всей светочувствительной поверхности, процесс фотосмешения резко ухудшается. Поэтому при использовании фотосмешения размеры приемной оптики ограничиваются величинами, при которых фазовые искажения еще не существенны. При превышении этих размеров длины путей от точек собирающей поверхности до фотокатода начинают отличаться друг от друга на величину порядка длины волны оптического сигнала. В устройствах для непосредственного детектирования света фазовые ограничения определяются частотой модуляции, а не оптической частотой, благодаря чему площадь оптической апертуры может быть на несколько порядков больше. За счет этого может быть значительно уменьшена мощность передатчика.

Для сохранения постоянства фазовых соотношений на всей приемной поверхности фотодетектора принимаемый сигнал и излучение местного гетеродина необходимо подводить к детектору практически по одному и тому же направлению (угол между лучами не должен быть больше 15 угловых минут), что связано с определенными техническими трудностями.

Преимущество метода фотосмешения заключается в том, что он обеспечивает спектральную избирательность без применения оптических фильтров. Усилению подвергаются лишь те составляющие сигнала, которые попадают в полосу пропускания усилителя промежуточной частоты. Кроме того, фоновое излучение воспринимается детектором и создает помехи лишь в той его части, которая поступает параллельно лучу местного гетеродина. В космических лазерных системах из-за наличия допплеровского сдвига частоты возникает необходимость расширения полосы пропускания усилителя промежуточной частоты за пределы ширины полосы модуляции, что приводит к некоторому увеличению фоновых помех. Однако в целом эффект снижения уровня помех за счет пространственной избирательности превышает эффект увеличения помех за счет использования более широкой полосы пропускания.

Оценивая преимущество и недостатки обоих методов, следует сказать, что на частотах оптического диапазона преимущества непосредственного детектирования в сочетании с простотой конструкции преобладают над положительными свойствами фотосмесительных устройств. Кроме того, во многих случаях приемники, работающие

по принципу прямого детектирования, обладают той же чувствительностью, что и фотосмесительные приемники.

Квантовые усилители могут оказаться полезными в тех участках спектра, где никакие фотоэмиссионные детекторы не работают удовлетворительно. В видимой и инфракрасной областях наилучшими детекторами являются фотоумножители благодаря их малому шуму и высокому усилению сигнала после детектирования. Однако в тех случаях, если основным требованием является максимальная дешевизна и простота устройства, могут быть с успехом применены обычные (при частотах модуляции до 1—10 *Мгц*) и специальные малоинерционные фотодиоды (для частот до 600 *Мгц*).

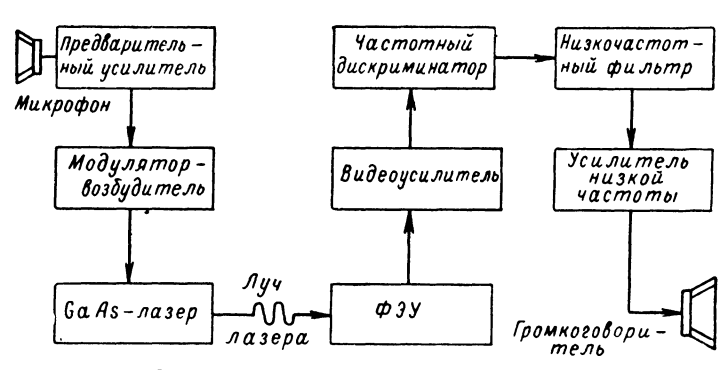


Рис. 33. Система речевой связи с частотно-импульсной модуляцией фирмы IBM.

Вопросам создания приемников лазерного излучения в настоящее время уделяется значительное внимание. Для приема лазерного излучения предложены фотодиоды L4503 и L4504, работающие на частотах до 300 и 600 *Мгц* соответственно в диапазоне 0,6—1 *мкм* (границы зоны — по 50% чувствительности). Диоды могут работать как в режиме смешения, так и в режиме непосредственного детектирования. Удалось выделить колебания с частотой до 12 *Ггц* при смешении фотосигналов на полупроводниковых пластинках из селенистого кадмия, кремния и арсенида галлия. Известны фотодиоды из сурьмянистого индия, имеющие полосу пропускания не менее 150 *Мгц* в диапазоне длин волн от 2 до 7 *мкм*.

Широкополосный высокочувствительный детектор света, разработанный фирмой RCA, представляет собой полупроводниковый кристалл сурьмянистого или мышьяковистого индия либо германия, вмонтированный в микроволновый циркулятор. Кристалл непрерывно возбуждается электромагнитным полем с частотой 10 *Ггц*. При облучении светом кристалл переносит модулирующий сигнал на микроволновые колебания, изменения которых выделяются на выходе детектора. Полоса пропускания приемника — не менее 100 *Мгц*. Рассмотренные приборы и устройства для приема лазерного излучения применяются как в лазерных системах связи, так и во всех других случаях, когда необходима индикация когерентного оптического излучения. Считается, что оптическая связь — одна из областей, где лазеры могут быть применены наиболее успешно. Значи-

тельная часть работ в этом направлении ведется с использованием полупроводниковых ОКГ. В конце 1964 г. фирма Дженерал Электрик сообщила о разработке трех видов аппаратуры с использованием лазеров на арсениде галлия. В одном устройстве лазерный диод работает при комнатной температуре, обеспечивая дальность действия связи до 230 *м*. Во второй системе диод работает при температуре —40° С, поддерживаемой термоэлектрическим способом. Дальность действия в этом случае достигала 1,7 *км*. В третьей системе использовалась замкнутая криогенная система с рабочей тем-

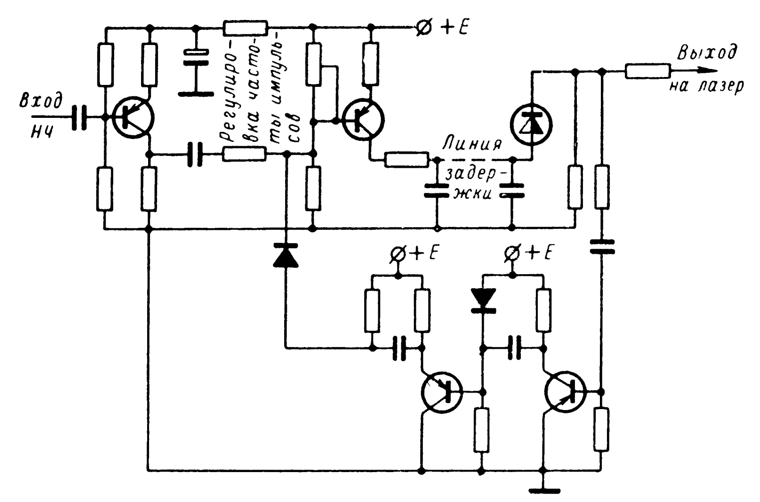


Рис. 34. Модулятор и усилитель системы связи фирмы IBM.

пературой 77° К, что позволило получить дальность действия до 4 *км*. На рис. 33 изображена блок-схема экспериментальной системы связи, разработанной американской фирмой IBM. В системе применена частотно-импульсная модуляция излучения лазера для передачи речевых сообщений с полосой до 4 *кгц*. Схема модулятора изображена на рис. 34. Модулятор обеспечивает получение лазерных импульсов мощностью 0,2 *вт* с частотой повторения до 12 *кгц*. Оптический приемник представлял собой телескоп с апертурой диаметром 4 *см*, в фокусе которого размещен фотоумножитель. Ширина луча диода составляла 1×15°; дальность действия системы без применения какой-либо передающей оптики составляла 1,6 *км*, с оптической системой (по расчету) — до 1 000 *км*. На базе этой экспериментальной системы фирма IBM разработала линию односторонней речевой связи типа «Космос — Земля», которая была испытана на реактивном самолете F-100 в 1965 г. Лазерная система IBM состоит из трех частей: наземного лазерного маяка, бортового лазерного передатчика и наземного приемника. Лазерный маяк служит для нацеливания самолетного передатчика на наземную приемную станцию (рис. 35). Чтобы обеспечить непрерывное сопровождение приемником лазерного передатчика, лазерный маяк и приемник были смонтированы на основании следящего устройства системы «Ника-

Аякс», связанного с установленной поблизости от него антенной радиолокационной станции.

Маяк представлял собой инжекционный лазер с характеристиками: мощность в импульсе 1 *вт*, длительность импульса 5 *мксек*, угловое расхождение луча 10 *мрад* (около 0,5°), длина волны 0,84 *мкм*. Портативный лазерный передатчик весом 4,5 *кг* был снабжен визирным устройством с инфракрасным преобразователем для наблюдения за маяком и нацеливания передатчика на приемное устройство. Инжекционный лазер передатчика излучал на волне 0,89 *мкм*. Импульсная мощность 5 *вт*, охлаждение — термоэлектрическое до 16° С. Расходимость луча — 2 *мрад* (около 0,1°). Приемное устройство включало в себя коллектор диаметром 75 *см*, многослойный интерференционный фильтр с полосой пропускания 50 Å и диафрагму, сокращающую угол поля зрения до 1 *мрад* (3,6′). Фо-

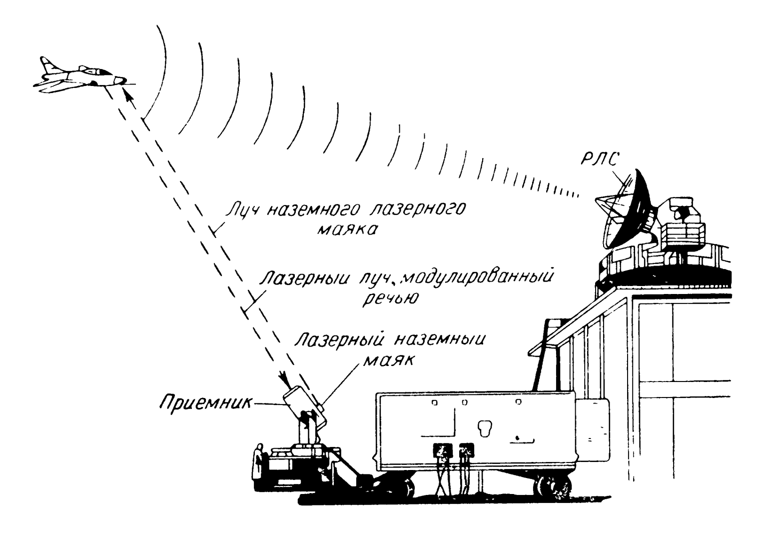


Рис. 35. Принципиальная схема летных испытаний лазерной системы связи фирмы IBM.

тоумножитель охлаждался термоэлектрическим устройством. Упрощенная блок-схема лазерной системы связи показана на рис. 36. Летные испытания системы показали, что для ее практического применения необходимо разработать более надежную систему нацеливания и стабилизации бортового передатчика. Одновременно с фирмой IBM фирма RCA разрабатывала лазерную систему для связи космического корабля «Джемини» с Землей. Нацеливание передатчика на наземную станцию в этой системе осуществлялось по лазерному маяку, в качестве которого был использован аргоновый лазер, дающий видимое излучение ($\lambda=0,5$ *мкм*). Это позволило снизить до 2,7 *кг* вес бортового передатчика, заменив ИК визир обычным телескопическим устройством. В передатчике использовались четыре лазерных диода из арсенида галлия, работающие при комнатной температуре (16° С) с термоэлектрическим отводом тепла.

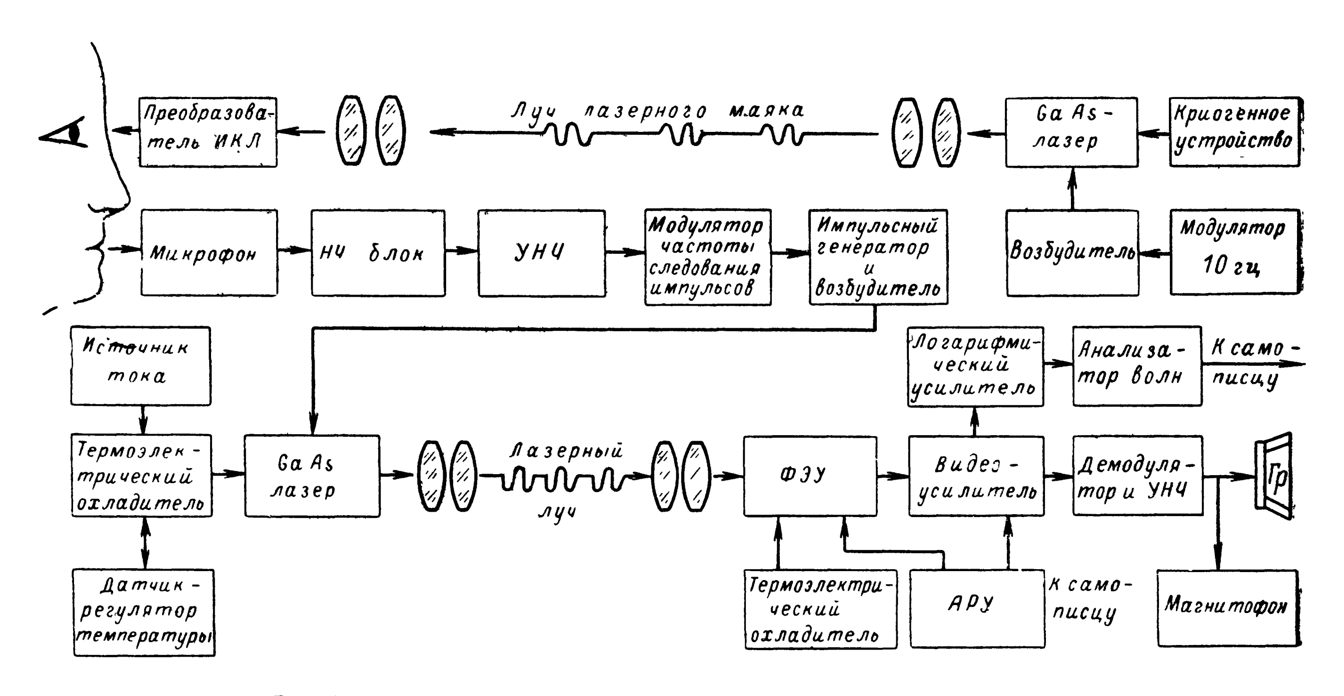


Рис. 36. Упрощенная блок-схема лазерной системы связи фирмы IBM.

Средняя мощность излучения передатчика составляла 10 *мвт* при мощности в импульсе 16 *вт*. Частота следования импульсов — 8 000 *гц* при длительности импульса 70 *нсек*; модуляция — частотно-импульсная. Расчетная дальность действия системы свыше 2 000 *км*. В остальном характеристики системы сходны с аналогичными характеристиками системы связи фирмы IBM.

В декабре 1965 г. эта система была испытана при полете космического корабля «Джемини-7» с космонавтами Борманом и Ловеллом на борту. Были предприняты четыре попытки осуществления связи. В двух случаях космонавты видели мерцающий свет лазерного маяка, но наземные станции не смогли уверенно принять сигналы, посланные им с космического корабля. По мнению специалистов, основная трудность эксперимента заключалась в наводке ручного лазера на маяк.

Помимо уже рассмотренных нами, в печати сообщалось о разработке целого ряда других линий оптической связи на полупроводниковых лазерах, предназначенных для передачи как речевых сообщений, так и телевизионных сигналов. Так, например, успешная передача звуковых и телевизионных сигналов на расстояние 55 *км* была осуществлена лабораторией Линкольна Массачузетского технологического института.

2. ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Кроме работы в системах, предназначенных для передачи информации, полупроводниковые лазеры могут быть использованы в навигационных устройствах, устройствах слежения за объектом и для измерения дальности до целей, как оборудованных специальными отражателями, так и без них. Так, например, оптическая система сближения космических кораблей предназначена для взаимного обнаружения и сближения космических кораблей в космосе.

В качестве излучателей в этой системе применены лазеры на арсениде галлия. Обнаружение соседнего корабля согласно проекту должно осуществляться на расстояниях до 120 *км*. Когда расстояние между кораблями становится меньше 3 *км*, начинает действовать источник некогерентного излучения также на арсениде галлия, при помощи которого производятся более точные измерения дальности и скорости сближения. Излучение этого источника модулируется частотой 5 *Мгц*, что обеспечивает измерение дальности с точностью до 10 *см*. Работа системы прекращается лишь после полного причаливания одного космического корабля к другому. О практическом применении такой системы не сообщалось.

Фирма RCA еще в 1964 г. провела испытания лазерного устройства для сопровождения движущихся целей. В следящем устройстве использовался лазер на арсениде галлия, охлаждаемый жидким азотом и излучавший на волне 0,845 *мкм*. Частота следования импульсов лазера — 300 1/*сек* при длительности импульса 1 *мксек*. Одним из возможных применений такого следящего устройства может быть сопровождение испытываемых реактивных снарядов, оборудованных уголковыми отражателями, в течение первых примерно 20 *км* полета, когда радиолокационные методы слежения оказываются неэффективными из-за помех от местных предметов и многократных отражений. Однако такая лазерная система должна обладать импульсной мощностью излучения порядка 500 *вт*.

Полупроводниковые лазеры могут найти применение в различного рода сигнальных системах, предназначенных для охраны военных и гражданских объектов и для обеспечения безопасности движения транспортных средств. Так, например, сообщалось о разработке лазерной системы, предназначенной для обнаружения предметов на железнодорожном полотне и своевременного предупреждения машиниста движущегося поезда об опасности наезда на препятствие. Устройства, состоящие из инжекционного лазера на

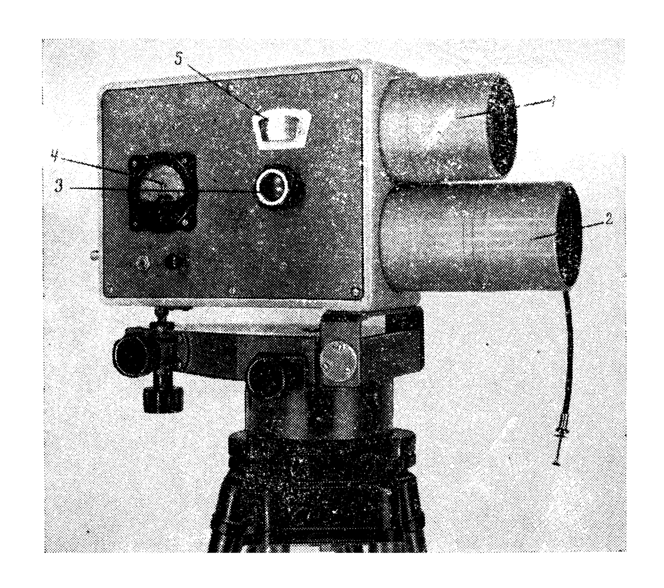


Рис. 37. Светодальномер ГД-314. Внешний вид.

1 — передающий объектив; *2* — приемный объектив; *3* — рукоятка регулировки фазы опорного напряжения; *4* — нуль-индикатор; *5* — отсчет фазы.

основе арсенида галлия и фотоприемника, предполагается установить вдоль железнодорожного полотна на расстоянии около 360 *м* друг от друга. Система позволит предупредить поезд, следующий со скоростью 320 *км/час*, о наличии препятствия за 8 *км* от последнего. Минимальный размер препятствия, которое может быть обнаружено с помощью этой системы, — 15 $см^3$.

Примером использования полупроводникового лазерного диода для измерения расстояний является отечественный светодальномер ГД-314, пользовавшийся успехом у посетителей Выставки достижений народного хозяйства СССР в 1966 г. Дальномер предназначен для проведения геодезических измерений. В качестве источника излучения в нем использован полупроводниковый излучающий диод из арсенида галлия, обладающий узкой спектральной шириной ли-

нии излучения. Это позволяет реализовать возможности фазовой светолокации и устранить свойственную обычным светодальномерам зависимость дальности действия и точности измерения расстояний от величины фоновой засветки.

Модуляция излучения диода в дальномере ГД-314 осуществляется путем подачи высокочастотного напряжения непосредственно на *p-n*-переход. В результате смешения частот двух гетеродинов, равных 10,0 и 10,15 *Мгц*, образуется частота $\Omega = 150$ *кгц*, которой модулируется излучение диода из арсенида галлия. Излучение диода отражается от призменного уголкового отражателя, устанавливаемого в конце измеряемой дистанции, и поступает на фотокатод фотоэлектронного умножителя, смонтированного в приемном канале дальномера. Одновременно на ФЭУ от гетеродина подается опорное напряжение, фаза которого периодически, с частотой 1 *кгц*, скачкообразно изменяется на 180°. В результате одновременного воздействия принимаемого и опорного сигналов амплитуда сигнала с частотой 1 *кгц* на анодной нагрузке ФЭУ оказывается зависящей от соотношения фазы опорного напряжения и регистрируемого сигнала.

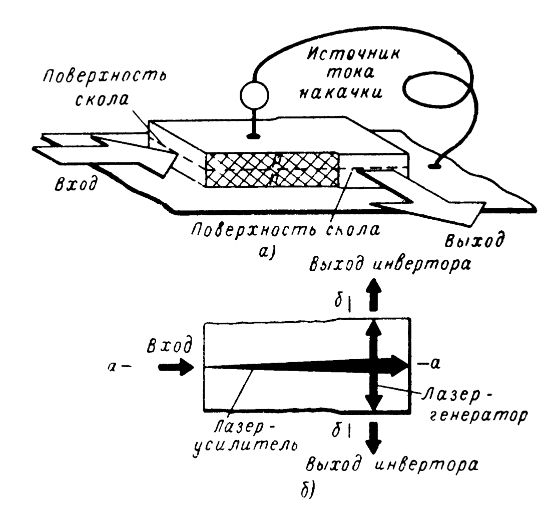


Рис. 38. Лазерный инвертор.

Плавно регулируя фазу опорного напряжения таким образом, чтобы сигнал на выходе ФЭУ был равен 0, и снимая отсчет фазы по лимбу, расположенному на боковой панели светодальномера, можно с помощью таблиц определить дальность до уголкового отражателя. Однозначность отсчета обеспечивается тем, что длина огибающей лазерного излучения с частотой 150 *кгц* составляет 2 *км*, поэтому в пределах максимальной дальности действия прибора (2 *км*) волна огибающей может уложиться не более 2 раз. Для получения более точного отсчета дальности усилитель мошности подключается непосредственно к генератору частоты $f = 10$ *Мгц*. До-

полнительное синхронное детектирование в усилителе на выходе ФЭУ позволяет увеличить точность отсчета фазы до 1 *град*.

Оптическая схема дальномера состоит из передающего объектива, приемного объектива и интерференционного узкополосного фильтра, установленного между приемным объективом и фотокатодом ФЭУ. Для устранения амплитудно-фазовых искажений, возникающих при работе на небольших расстояниях (до 200 *м*), в поле зрения приемного объектива установлена регулируемая диафрагма. Для наведения на отражатель прибор снабжен дополнительным визиром. Внешний вид прибора показан на рис. 37. Прибор имеет следующие основные характеристики: максимальная дальность действия 2 *км*, ошибка измерения дальности не более ±5 *см*, вес с блоком питания в укладке 15 *кг*, потребляемая мощность 7 *вт*. Поскольку излучательный диод в рассмотренном нами дальномере работает без охлаждения, необходимость использовать его в облегченном режиме не позволяет получить высокую мощность и монохроматичность излучения, свойственные лазеру. Это обстоятельство ограничивает возможную дальность действия дальномера ГД-314.

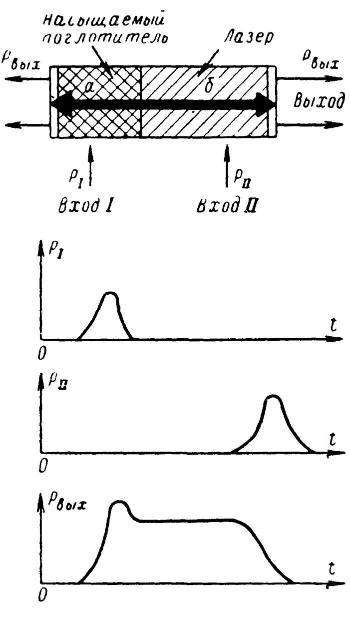


Рис. 39. Лазерный моноблок с двумя устойчивыми состояниями.

Относительно перспектив использования лазеров для создания цифровых вычислительных машин существуют противоречивые точки зрения. Отсутствие электрических схемных соединений, обладающих большой постоянной времени переходного процесса, односторонняя направленность оптического сигнала, «двумерная» природа света, позволяющая в принципе по одному каналу передавать множество независимых сигналов, дают лазерам определенные преимущества по сравнению со схемами на обычных транзисторах и делают их потенциально пригодными для построения устройств так называемой «параллельной» обработки информации. Вместе с тем при существующем состоянии технологии габариты, рабочие токи и напряжения полупроводниковых лазеров и их быстродействие сравнимы с аналогичными параметрами кремниевых транзисторов, однако для лазеров сопоставимые параметры достигаются только при температуре жидкого азота (78° К). Обеспечить такие условия для ЦВМ — самостоятельная и сложная задача, хотя и не являющаяся неразрешимой. Кроме того, проблема межэлементных оптических соединений не менее сложна, чем проблема соединений электрических, и в отличие от последней совершенно не разработана.

Более удобны полупроводниковые лазеры для построения запо-

минающих устройств небольшой емкости, функционально тесно связанных с быстродействующими логическими схемами ЦВМ. В качестве элементов таких устройств могут использоваться полупроводниковые лазеры, работающие в режиме инвертирования входного сигнала. Устройство подобного типа схематически показано на рис. 38. Моноблок из арсенида галлия изготавливается таким образом, что в направлении *а—а* он представляет собой лазерный усилитель, а в направлении *б—б* — генератор. Такие условия создаются при определенном уровне накачки, если эффективную излучающую поверхность кристалла в направлении *б—б* сделать значительно меньшей (незаштрихованные поверхности), чем в направлении *а—а*. При отсутствии входного сигнала по оси *а—а* лазер нормально излучает в направлении *б—б*. Если же на вход лазера поступает световой (от другого лазера) сигнал достаточной интенсивности, то происходит истощение возбужденных уровней в активной зоне генератора (энергия расходуется на усиление входного сигнала), коэффициент усиления падает и излучение в направлении *б—б* исчезает. Таким образом, это устройство можно рассматривать как элементарную «логическую ячейку» типа НЕ—ИЛИ». На ее основе может быть изготовлено лазерное устройство с двумя устойчивыми состояниями, управляемое по двум входам (рис. 39). В исходном состоянии («0») излучение на выходе отсутствует. При подаче импульса на вход I на выходе возникает излучение (состояние «1»). Для перевода устройств обратно в состояние «0» достаточно подать световой импульс на вход II. Такой режим работы устройства достигается соответствующим выбором характеристик насыщения участков *а* и *б* лазерного моноблока. На аналогичном «двухзонном» кристалле было создано устройство типа «ждущий мультивибратор» (с управлением только по входу I), характеристики которого приведены на рис. 40.

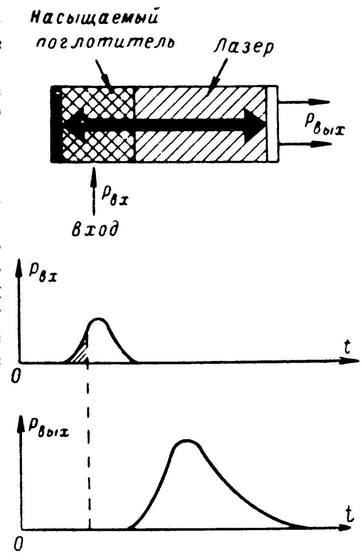


Рис. 40. Лазерный моноблок с одним устойчивым состоянием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Квантовая электроника — молодая и быстро развивающаяся наука и даже, по современным представлениям, новое направление электронной техники.

Говоря о квантовой электронике, мы часто упускаем из виду широкое распространение квантовых явлений в окружающей нас действительности. На них основано не только действие лазеров и мазеров (усилителей и генераторов электромагнитных колебаний оптического и СВЧ диапазона). Действие обычных полупроводнико-

вых приборов — диодов и транзисторов, работа полупроводниковых приемников лучистой энергии — фотосопротивлений и фотодиодов, возникновение люминесцентного излучения и даже свечение обычной лампочки накаливания — суть проявления квантовых эффектов, имеющих место в объеме твердого тела.

Среди полупроводниковых веществ, используемых для создания ПКГ, наибольшее распространение получил арсенид галлия, отличающийся, с одной стороны, лучшей технологичностью и, с другой, более высокими генерационными характеристиками по сравнению с широким классом полупроводниковых веществ, пригодных для создания генераторов.

Характеристики излучения полупроводникового диодного лазера из арсенида галлия в решающей степени зависят от свойств исходного материала и качества изготовления лазерного диода Улучшение качества материала позволило создать полупроводниковые OKI со средней мощностью излучения 6 *мвт* с одного диода (30 *вт* в импульсе) при комнатной температуре. По-видимому, эти энергетические характеристики для неохлаждаемых ПКГ являются пока непревзойденными.

Тем не менее использование полупроводниковых ОКГ на арсениде галлия, работающих в импульсном режиме при комнатной температуре, для узкополосной передачи информации на значительные (до нескольких тысяч километров) расстояния вполне возможно, если использовать эти генераторы в режиме кодово-импульсной либо частотно-импульсной модуляции. В этом же режиме инжекционные ПКГ могут быть с успехом использованы для дистанционного управления объектами (например, управляемыми снарядами и т. п.).

Создание цифровых вычислительных машин на основе использования полупроводниковых лазерных элементов, которые были бы конкурентоспособными с обычными ЭЦВМ на полупроводниках и ферритах, требует решения целого комплекса научно-технических и инженерных задач. Квантовая электроника еще не достигла такого уровня развития, чтобы оптические вычислительные машины, в том числе и полупроводниковые, были сравнимы с существующими ЭЦВМ в энергетическом отношении Перспективной величиной расхода мощности на один логический элемент ЭЦВМ принято считать 1 *мвт*. Современные ЭЦВМ потребляют примерно в 100 раз большую мощность Полупроводниковые лазеры при той же скорости срабатывания (1 *нсек*) потребляют мощность, большую еще в 100—200 раз. Применение полупроводниковых лазеров в ЭЦВМ в принципе позволяет достичь более высокого быстродействия (до 0,1 *нсек*). Однако реализация этого быстродействия связана с необходимостью обеспечить глубокое охлаждение всей ЭЦВМ, требует разработки новых принципов и техники межэлементных связей и решения целого ряда других сложных задач. Таким образом, возможности значительного усовершенствования быстродействующих ЦВМ с помощью лазеров пока еще убедительно не подтверждены. Более реальным в настоящее время является использование лазеров в устройствах предварительной обработки, ввода и вывода информации Они могут быть применены для преобразования и ввода в ЭЦВМ информации, представленной в оптической форме, а также для оптической записи или визуализации информации с выхода электронно-вычислительной машины.

Цена 18 коп.